

博　　士　　論　　文

ガンマ線バーストにおける中心エンジンの時間的活動性と 周辺環境の観測的研究

(Observational study on temporal activity of central engine
and circumburst medium in gamma-ray bursts)

金沢大学大学院自然科学研究科
数物科学専攻

学籍番号	1624012007
氏名	吉田　和輝
主任指導教員	米徳　大輔
提出年月	2019 年 1 月

概要

ガンマ線バーストは (Gamma-Ray burst: GRB) は、明るいもので 10^{54} erg ものエネルギーをガンマ線・X 線放射として解放する宇宙最大の爆発現象である。激しい時間変動を伴い数ミリ秒から数百秒程度輝くプロンプト放射と、それに続いて数時間から数日にかけて段々暗くなる残光が観測されている。プロンプト放射の継続時間が長い long GRB (LGRB) の多くは赤方偏移 $z > 1$ で発生しており、その明るさを利用して、 $z > 7$ の宇宙を探る光源として期待されている。また、継続時間が短い short GRB (SGRB) は連星中性子星の合体が起源とされており、重力波天体の電磁波対応天体として非常に注目されている。

GRB はコンパクトネス問題から相対論的ジェットの存在が示唆されており、一般的には火の玉モデルが受け入れられている。しかし、放射のプロセスには未解明な点が残っている。プロンプト放射は、相対論的ジェットの中で形成された衝撃波による加速を受けた電子のシンクロトロン放射を考えるモデルと、光球面からの熱的放射を考える光球放射モデルが検討されている。近年、数値シミュレーションの発展によって詳細なモデル計算が可能となり、光球放射モデルの詳細な計算が活発に行われている。そこからの理論予想として、プロンプト放射のライトカーブの前半には GRB の親星とそれを突き抜けるジェットの相互作用の影響が、後半には中心エンジンの活動が現れるという研究結果が最近報告されている。

一方で、残光の観測事実を説明する理論モデルとしては外部衝撃波モデルが広く受け入れられている。X 線から可視・近赤外線帯域におけるスペクトルは、1 つのべき関数、もしくは折れ曲がりのある 2 つのべき関数で再現される。実際の観測では視線上に存在する星間物質による X 線吸収と可視減光が起きるため、スペクトル解析を行うことで、GRB の周辺もしくは母銀河のガスやダストの量を見積もることができる。LGRB についてはよく調べられており、天の川銀河やマゼラン雲などのガス-ダスト比に比べ、大きな比を示していることが分かっているが、その原因はまだ解明されていない。

本研究には 2 つの目的がある。1 つは、GRB の観測データを用いて、プロンプト放射のライトカーブの時間変動を調べ、理論的に予想された時間変動の兆候があるかどうかを観測的に検証する。さらに観測事実と数値シミュレーションの結果を比較し、理論モデルに観測的な制限を加えることを目指す。そのためのアプローチとして、GRB の静止系で議論を行うために、*Swift* 衛星の BAT 検出器に観測された赤方偏移分かっている 56 個の GRB のデータを用いた。検出時刻を基準としてライトカーブを任意の時間で区切り、パルス的な光子の増光の発生間隔の分布を調査した。その結果、有意な時間変化は無いことを示した。また、パルス間隔は 1 秒程度の対数正規分布に従うことを示し、既存の理論モデルにおいてはそのような活動性を持つ中心エンジンが必要となることを提示した。

2 つ目の研究目的は、SGRB の残光のスペクトル解析によってガス-ダスト比を調査し、LGRB や典型的な環境との比較検証を行うことで、GRB の周辺および母銀河の物質的特性の新しい知見を得ることである。そこで、可視・近赤外残光の観測が行われ、母銀河が同定されている SGRB として、*Swift* 衛星の XRT 検出器のデータを用いて可視・近赤外線のデータと合わせて、残光のスペクトル解析を行った。その結果、SGRB の母銀河におけるガス-ダスト比は天の川銀河の典型的な値と近い値を示すことが分かった。この結果は、SGRB が天の川銀河の星間物質と似た性質を持つ物質環境下で発生していることを示唆している。また、ガスの量が母銀河の星間物質で説明できるのであれば、その値は母銀河内における SGRB の空間分布の指標となり得ることを示した。

目次

概要	i
第 1 章 ガンマ線バースト	1
1.1 概要	1
1.1.1 歴史的背景	1
1.1.2 ガンマ線バーストプロンプト放射	2
1.1.3 ガンマ線バースト残光	4
1.1.4 軟 X 線超過放射	6
1.1.5 マクロノバ/キロノバ	7
1.1.6 ガンマ線バーストの母銀河	8
1.1.7 ガンマ線バーストの親星	8
1.2 ガンマ線バーストの放射機構	10
1.2.1 コンパクトネス問題	10
1.2.2 火の玉モデル	11
1.2.3 シンクロトロン放射	11
1.2.4 外部衝撃波モデル	13
1.3 プロンプト放射の時間変動性	16
1.3.1 先行研究	16
1.3.2 光球放射モデルの数値シミュレーション	16
1.4 ガンマ線バースト周辺と母銀河の物質環境	19
第 2 章 ガンマ線バースト観測衛星 <i>Swift</i>	21
2.1 ミッション概要	21
2.2 BAT	22
2.3 XRT	23
第 3 章 プロンプト放射のパルス解析	27
3.1 イベントセレクション	27
3.2 解析手法	27
3.3 解析結果	28
第 4 章 残光放射のスペクトル解析	33
4.1 イベントセレクション	33

4.2	解析手法	34
4.2.1	可視・近赤外線データ	34
4.2.2	X 線データ	34
4.2.3	スペクトル解析	35
4.3	解析結果	36
第 5 章	議論	41
5.1	プロンプト放射のパルス解析	41
5.1.1	超新星爆発が付随している GRB	41
5.1.2	中心エンジンの活動性	44
5.2	SGRB の母銀河における水素原子柱密度	45
第 6 章	結論	47
付録 A		49
付録 B		55

表目次

2.1	BAT の仕様。	23
2.2	XRT の仕様。	24
2.3	4 つの動作モードの特性。	24
4.1	SGRB のサンプルリスト。	33
4.2	スペクトル解析のフィッティング結果。	36
5.1	GRB に付随している超新星の兆候の 5 段階評価。	42
5.2	超新星爆発が付随している GRB のリスト。	42
5.3	追加で解析を行った 20 個の SGRB のリスト。	46
A.1	9 個の SGRB の可視・近赤外残光の観測データリスト	49
A.1	(Continued)	50
A.1	(Continued)	51
A.1	(Continued)	52
A.1	(Continued)	53
B.1	Results of spectral analysis for all model fit	55
B.1	continued	56

図目次

1.1	BATSE が 9 年間に観測した GRB の発生方向の天球面分布図。	1
1.2	BATSE が観測した GRB のライトカーブの例。	2
1.3	BATSE が観測した 1234 例の GRB における T_{90} のヒストグラム。	3
1.4	CGRO が観測した GRB 990123 のスペクトル。	4
1.5	GRB 970228 の X 線と可視残光。	5
1.6	GRB 991216 の残光ライトカーブ。	5
1.7	GRB 990510 の可視残光ライトカーブ。	5
1.8	BAT で観測された GRB 050724 と GRB 080503 のライトカーブ。	6
1.9	XRT で観測された GRB 080503 の E.E. のスペクトル。	6
1.10	GRB 130603B と GRB 170817 の可視・近赤外 線観測。	7
1.11	母銀河のサイズで補正した GRB の発生場所と銀河中心との距離の累積頻度分布	8
1.12	VLT が観測した GRB 030329 の可視残光と SN 2003dh のスペクトル。	9
1.13	GW 170817 と GRB 170817A の観測結果。	9
1.14	火の玉モデルの概念図。	11
1.15	左図はシンクロトロン放射の様子を示したもの。右図は単一エネルギーの電子から発せられるシンクロトロン放射のスペクトル。	12
1.16	左図は電子のエネルギー分布を γ_e を用いて表したもの。右図はベキ型のエネルギー分布をした電子からのスペクトル。	12
1.17	残光のスペクトルとライトカーブの理論モデル。	15
1.18	中心エンジンのエネルギー注入モデル。	18
1.19	光球放射モデルの数値シミュレーション結果。	18
1.20	規格化された減光曲線。	19
2.1	<i>Swift</i> 衛星 (NASA/GSFC)	21
2.2	Burst Alert Telescope (NASA/GSFC).	22
2.3	(左) X-ray Telescope (NASA/GSFC) . (右) X 線反射鏡	23
2.4	フラックス強度で自動的に変わる XRT の 4 つの観測モード。	25
3.1	抽出したピークとライトカーブの例。	29
3.2	パルス間隔 Δt のヒストグラム。	29
3.3	トリガー時刻からある時間が経過したタイミングで分けたパルス間隔のヒストグラム。	30
3.4	トリガー時刻からある時間が経過したタイミングで分けたパルス間隔の累積頻度分布。	31

4.1	GRB を観測した XRT のイメージ例。	35
4.2	可視・近赤外線と X 線のライトカーブ。実線はべき関数のベストフィット、破線は広帯 域スペクトルの基準時刻を示している。	37
4.3	9 個の SGRB の広帯域スペクトル。実線は X 線の吸収と可視の減光を補正した残光放射 のベストフィットモデル、点線は吸収と減光を受けた残光放射のベストフィットモデル。	38
4.4	母銀河におけるガス-ダスト比。	39
5.1	GRB 080319B のパルス間隔のヒストグラム。	43
5.2	トリガー時刻から T_{90} の 50% の時間経過で前後半に分けたパルス間隔のヒストグラムと 累積頻度分布。	43
5.3	GRB の母銀河における水素原子柱密度。	45

第 1 章

ガンマ線バースト

1.1 概要

本説ではガンマ線バーストについて観測的事実を中心に概要を述べる^{*1}。

1.1.1 歴史的背景

ガンマ線バースト (Gamma-Ray Burst: GRB) は、1967 年にアメリカの核実験監視衛星 VERA によって発見され (Klebesadel et al., 1973)、その後 1973 年に発表された論文を皮切りに今日まで活発に研究が行われている。GRB は大量のガンマ線が非常に短い時間変動を伴い、数ミリ秒程度から 1000 秒以上にわたって遠方宇宙から飛来する突発天体である。放出される総エネルギー量は 10^{52} erg 以上に達し、宇宙最大の爆発現象であると言える。CGRO (Compton Gamma-Ray Observatory) 衛星^{*2}に搭載された検出器 BATSE (Burst and Transient Source Experiment) が観測した GRB の発生方向の全天マップを図 1.1 に示す。この図からも明らかなように GRB は天球上に等方的に分布しており、観測頻度から 1 日 1 回程度発生していることが知られている。

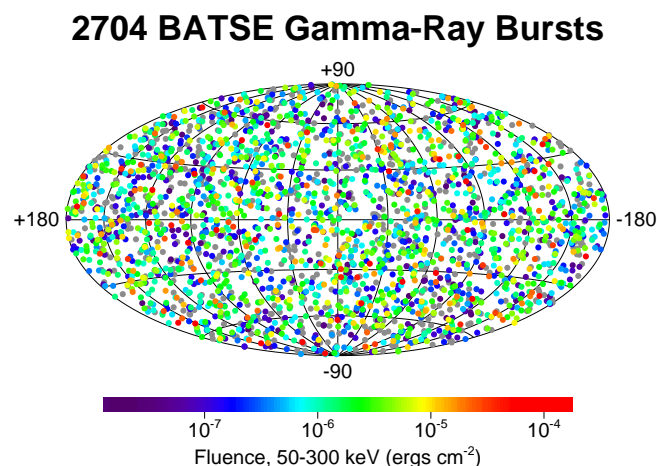


図 1.1 BATSE が観測した GRB の発生方向の天球面分布図。9 年間で 2704 個の GRB が観測された。(https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/cgro/batse/ より転載)

^{*1} 本節は「シリーズ現代の天文学第 8 巻. ブラックホールと高エネルギー現象」(日本評論社)を参考にした。

^{*2} https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/cgro/

1.1.3 節で述べるように、GRB は銀河系外で発生していることが分かっており、これまで、分光観測では赤方偏移 $z = 8.26$ の GRB 090423 (Tanvir et al., 2009)、測光観測では $z = 9.4$ の GRB 090429 (Cucchiara et al., 2011) が報告されており、今後もより遠方で発生した GRB の観測が期待されている。 $z > 7$ の宇宙では宇宙再電離や重元素合成等の現在の宇宙を決定づけた出来事が起きたと考えられており、GRB を光源としてその時代の宇宙の調査を目的とした衛星計画が進行している (Yonetoku et al., 2014)。

一方で、継続時間の短い GRB は連星中性子星や中性子星–ブラックホール連星の合体によって発生すると考えられている (1.1.7 節)。2017 年には連星中性子星合体由来の重力波がアメリカの重力波干渉計 Advanced LIGO により観測され (Abbott et al., 2017)、それと同期して short GRB と類似した現象が観測された (Goldstein et al., 2017; Savchenko et al., 2017)。建設中の日本の KAGRA を含め世界の重力波干渉計による観測ネットワークが構築され、重力波と電磁波の観測を組み合わせたマルチメッセンジャー天文学が始まっている。重力波源の電磁波対応天体の有力候補である GRB の観測は重要性を増している。

しかし、GRB の発生環境や放射機構には未解明な部分も多く、観測的研究と理論的研究の双方で知見を積み重ねていく必要がある。本研究では、GRB の中心エンジンの活動性と周辺環境の性質について観測的に調べることを目的とする。

1.1.2 ガンマ線バーストプロンプト放射

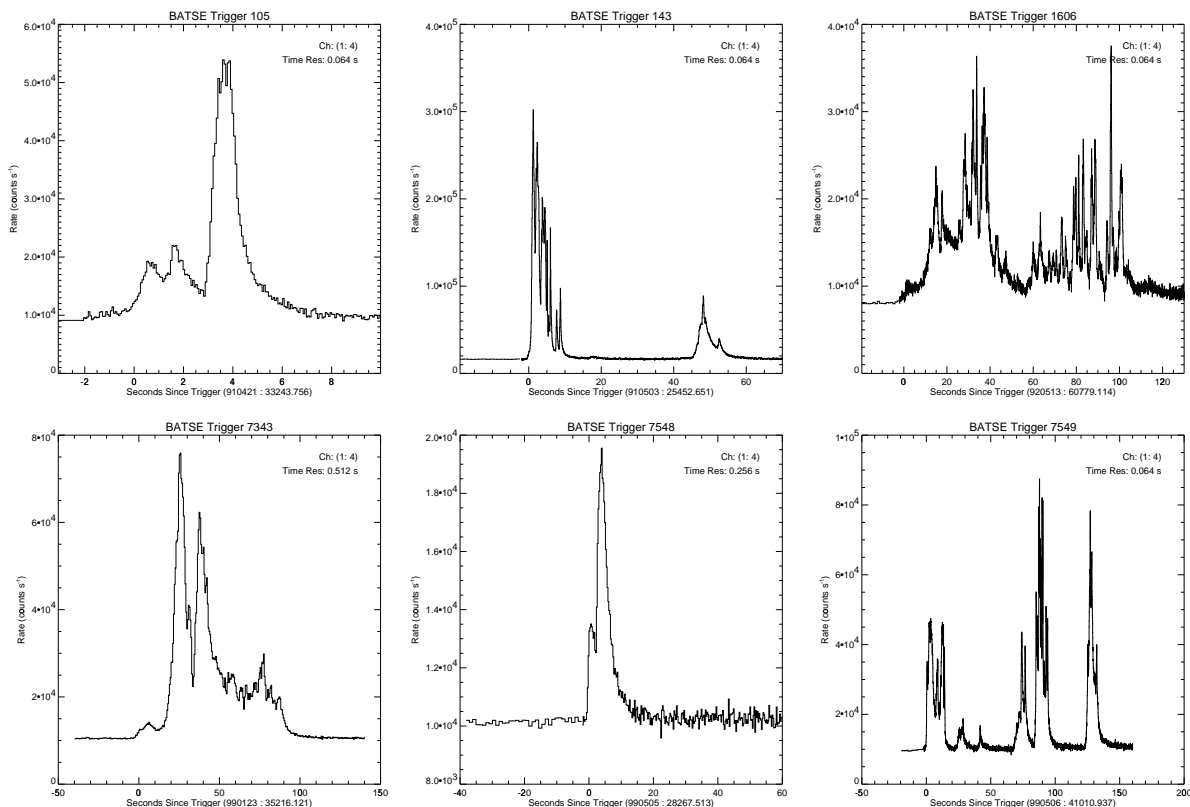


図 1.2 BATSE が観測した GRB のライトカーブの 6 例。NASA のデータアーカイブ (<https://gammaray.nsstc.nasa.gov/batse/grb/>) より引用。

本説ではプロンプト放射のライトカーブとスペクトルについて観測的事実を述べる。1.1.3 節で述べる GRB の残光に対して、単に GRB と言うときは GRB のプロンプト放射 (prompt emission) を指すことが多い。

プロンプト放射のライトカーブは多種多様な振る舞いを見せる (図 1.2)。その形状に典型的なパターンは存在しないが、それぞれのパルスは急激に増光しゆっくり減光する FRED (Fast Rise and Exponential Decay) 型をしているものが多い。一方で放射の継続時間にはある特徴が見られる。図 1.3 は BATSE で観測された GRB の継続時間 T_{90} の分布を示しており、約 2 秒を境に 2 つのピークが見られる。 T_{90} は観測された全光子数の最初と最後の 5% を除いた 90% の光子数を含む時間で定義される。この 2 つの分布は継続時間が約 2 秒以上の long GRB (LGRB) と約 2 秒以下の short GRB (SGRB) という異なる種族がいることを表している。

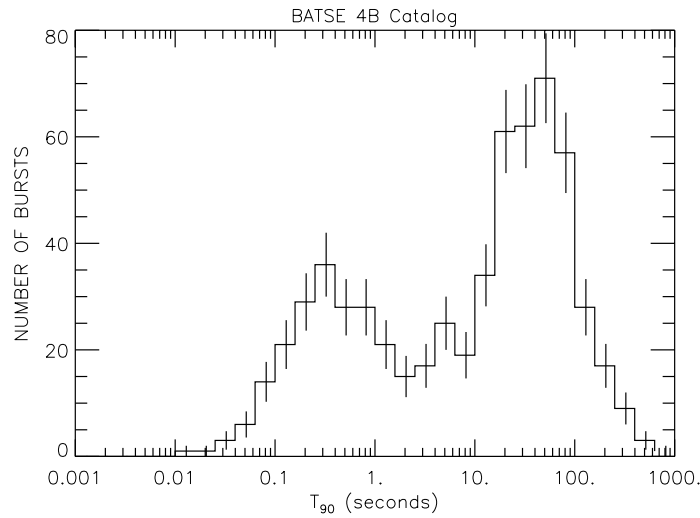


図 1.3 BATSE が観測した 1234 例の GRB における T_{90} のヒストグラム。

GRB の光子フラックスのスペクトルは、式 1.1 に示したバンド関数 (Band function) と呼ばれる経験式で良く再現できる (Band et al., 1993)。図 1.4 に観測されたある GRB のスペクトルデータをバンド関数でフィッティングした結果を示す (Briggs et al., 1999)。 $N(E)$ を単位時間、単位面積、単位エネルギー幅あたりに検出される光子数 ($\text{photons s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ keV}^{-1}$) とすると、式 1.1 で表される。

$$N(E) = \begin{cases} A \left(\frac{E}{100 \text{ keV}} \right)^\alpha \exp \left(-\frac{E}{E_0} \right) & (E \leq (\alpha - \beta)E_0), \\ A \left(\frac{E}{100 \text{ keV}} \right)^\beta \left(\frac{(\alpha - \beta)E_0}{100 \text{ keV}} \right)^{\alpha - \beta} \exp(\beta - \alpha) & (E \geq (\alpha - \beta)E_0). \end{cases} \quad (1.1)$$

ここで、 A は規格化定数、 E_0 はスペクトルが折れ曲がるエネルギー、 α と β は折れ曲がる前後それぞれのべき指数を示している。 E_0 、 α 、 β は GRB ごとに異なる値を持つ。GRB のスペクトルがこのようなべき乗則に従うことは、GRB の放射機構が衝撃波加速された電子によるシンクロトロン放射のような非熱的なものであることを示唆している。

図 1.4 下段の νF_ν スペクトルの頂点は、最も放射効率の良いエネルギーとして E peak (E_p) と呼ばれ、 $\alpha \geq -2$ かつ $\beta \leq -2$ のとき、式 1.2 で記述される。シンクロトロン衝撃波モデルを仮定すると、 E_p は衝撃波加速された電子のエネルギー分布の指標となるため、GRB の放射機構を研究する上で重要な観測パラメータである。

$$E_p = (\alpha + 2)E_0 \quad (1.2)$$

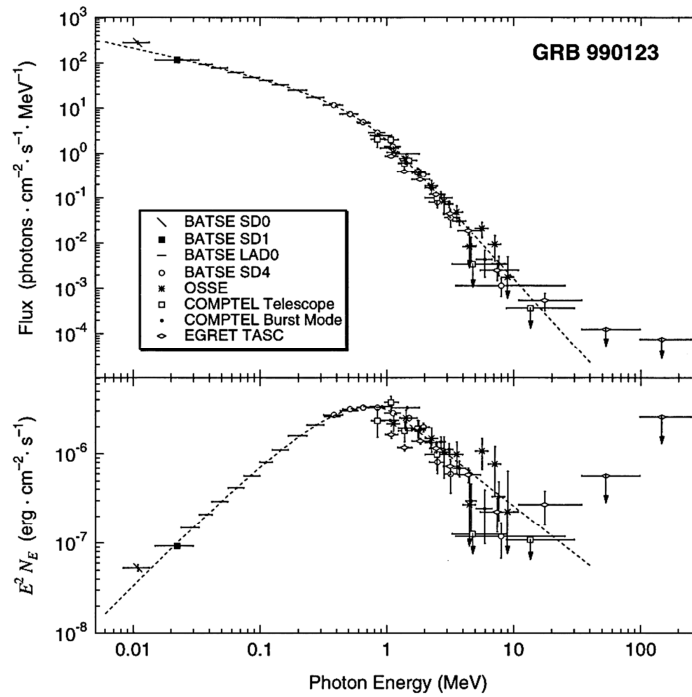


図 1.4 CGRO が観測した GRB 990123 のスペクトル (Briggs et al., 1999)。上段は光子フラックス、下段は νF_ν と呼ばれるエネルギースペクトル。

1.1.3 ガンマ線バースト残光

GRB の残光 (afterglow) は、X 線天文衛星 BeppoSAX (Boella et al., 1997) に搭載された Wide Field Camera (WFC) の X 線観測によって 1997 年に初めて検出された (Costa et al., 1997)。さらに Narrow Field Instruments (NFI) による追観測によって数分角の精度で発生方向が測定され、その情報をもとに行われた可視光望遠鏡による追観測では可視残光が発見された (van Paradijs et al., 1997)。図 1.5 にそれぞれの観測画像を示す。これらの観測では X 線・可視光ともに数時間から数日にかけて時間のべき関数にしたがって減光する様子が確認された。図 1.6 に示す通り残光は電波でも観測されており、X 線から電波にかけて多波長で減光する様子が観測されている (Frail et al., 2000)。

可視光による GRB 残光の観測によって、GRB の発生方向を正確に測定できるようになり、多くの GRB について母銀河が特定され、さらに可視光分光観測によって母銀河の赤方偏移が特定された。特に GRB 970508 は赤方偏移が $z = 0.835$ (約 69 億光年) と決定された初の GRB であり、この結果から GRB が銀河系外で発生していることが事実となった (Metzger et al., 1997)。

図 1.7 に示す GRB 990510 残光のライトカーブは、4 つのバンド (波長帯域) で同時に折れ曲がっている。これは GRB の放射体が相対論的速度を持ち細く絞られていること (相対論的ジェットと呼ぶ) を示唆している (Stanek et al., 1999; Harrison et al., 1999)。相対論的ジェットが前方の物質を掃き集めながら膨張する過程で、ジェットのローレンツ因子 Γ の逆数がジェットの開口角 θ 程度まで小さくなると、ジェット横方向の膨張が一気に加速する。ジェットの密度が急激に減少すると、相対論的ビーミングの効果を受けている残光のフラックス密度も急激に減少し、結果として観測者の視線方向にやってくる残光が急激に暗くなるように見える。この現象をジェットブレイク (jet break) と呼び、GRB が相対論的ジェットからの放射であることの一つの証拠である。

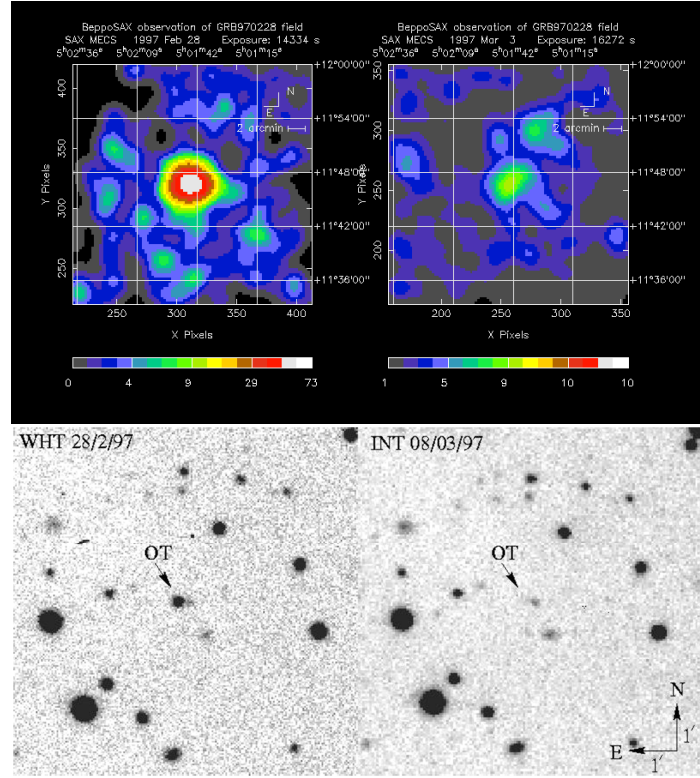


図 1.5 (上) BeppoSAX が観測した GRB 970228 X 線残光の発生から約 8 時間後 (左) と約 3.5 日後 (右) の X 線画像 (<http://www.asdc.asi.it/bepposax/first/grb970228.html> より転載)。 (下) 可視光望遠鏡で観測された可視残光の発生当日 (左) と 8 日後 (右) の写真 (van Paradijs et al., 1997)。

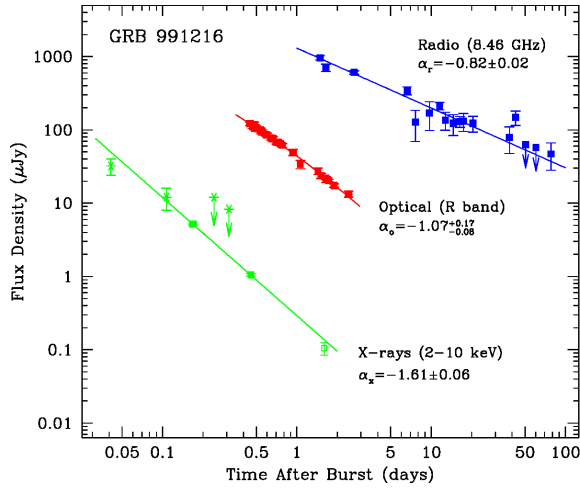


図 1.6 GRB 991216 の残光ライトカーブ (Frail et al., 2000)。

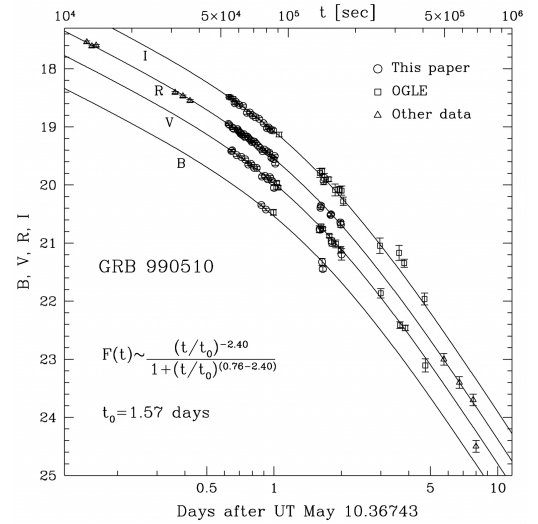


図 1.7 GRB 990510 の可視残光ライトカーブ (Stanek et al., 1999)。

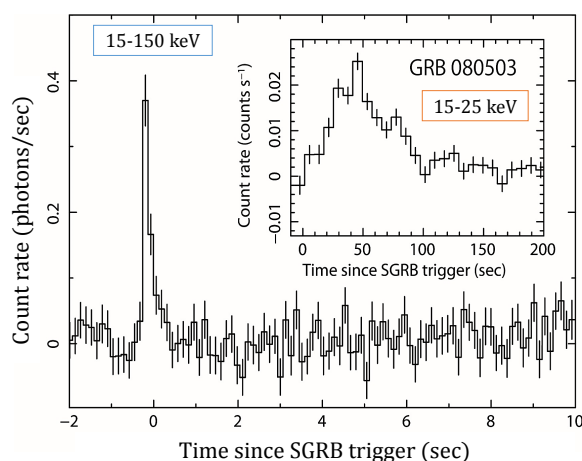


図 1.8 BAT で観測された GRB 0507240 と GRB 080503 のライトカーブ (Kagawa et al., 2015)。メイン (128 ミリ秒ピン, 15–150 keV)、挿入図 (8 秒ピン, 15–25 keV)。15–25 keV 帯域では 100 秒程度放射が続いている。

1.1.4 軟 X 線超過放射

SGRB の中にはプロンプト放射の直後に軟 X 線帯域で 10–100 秒程度光る軟 X 線超過成分 (extended emission: E.E.) が観測されている (e.g., Norris & Bonnell, 2006; Sakamoto et al., 2011)。図 1.8 は E.E. が観測されている GRB のライトカーブを表しており、一般的にプロンプト放射に比べて時間変動は穏やかである。Kagawa et al. (2015, 2019) によると、E.E. のスペクトルはべき関数モデルで良く表され (図 1.9)、ライトカーブは指数関数的に減光している。その性質から E.E. はプロンプト放射や残光とは異なる放射起源を持つと考えられているが、放射が起きている場所や放射機構は未解明でる。

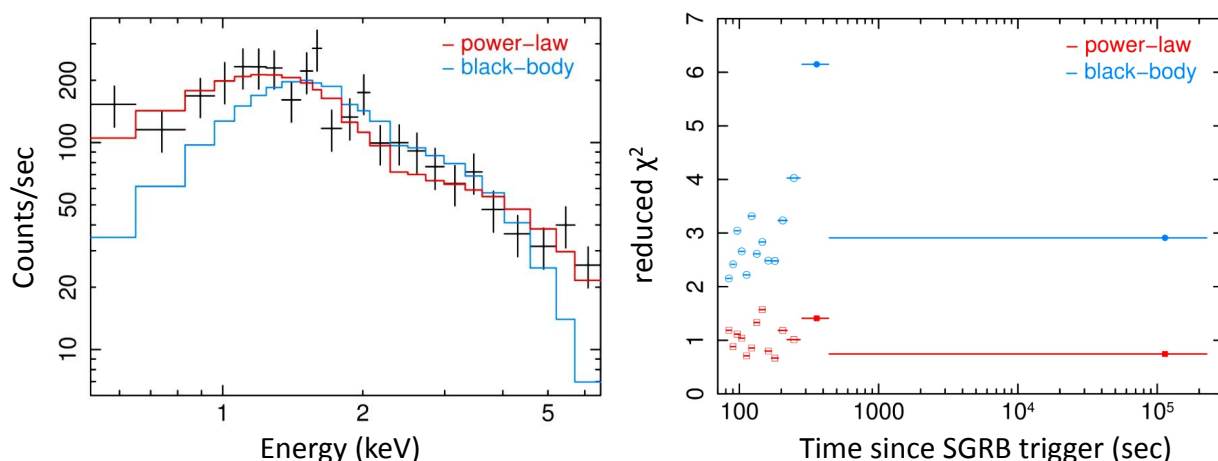


図 1.9 (左)XRT で観測された GRB 080503 の E.E. のスペクトル。黒体放射モデル (青) とべき関数モデル (赤) でフィッティングを行っている (Kagawa et al., 2015)。 (右) 時分割したスペクトルに対する 2 つのモデルフィットの reduced χ^2 分布。黒体放射モデルよりべき関数モデルの方が観測されたスペクトルを再現している。

1.1.5 マクロノバ/キロノバ

中性子星を含む連星が合体すると、中性子を大量に含んだ一部の物質は潮汐破壊により宇宙空間に撒き散らされる (e.g., Rosswog et al., 1999; Tanaka & Hotokezaka, 2013)。中性子が過剰な環境では速い中性子捕獲反応 (r プロセス) により放射性重元素が合成され、不安定な原子核はガンマ線や電子等を放出しながら崩壊する。そのエネルギーによって周りの物質が温められ、熱的放射により可視光や赤外線で光ることが予想されていた (Li & Paczyński, 1998; Metzger et al., 2010)。この現象をマクロノバ (macronova)、もしくはキロノバ (kilonova) と呼ぶ^{*3}。

放出された物質の総量を M_{ej} 、典型的な速度を v_{ej} 、典型的な光の吸収係数を κ とすると、キロノバの最大光度 L_{peak} と最大光度に達する時間 t_{peak} は、近似的に以下の式で記述できる (Metzger et al., 2010)。

$$L_{\text{peak}} = (0.5 - 1.0) \times 10^{42} \left(\frac{M_{\text{ej}}}{0.03 M_{\odot}} \right) \left(\frac{t_{\text{peak}}}{\text{day}} \right)^{-1.3} \text{ erg s}^{-1}, \quad (1.3)$$

$$t_{\text{peak}} \approx \sqrt{\frac{\kappa M_{\text{ej}}}{4\pi c v_{\text{ej}}}} \approx 6 \left(\frac{\kappa}{10 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}} \right)^{1/2} \left(\frac{M_{\text{ej}}}{0.03 M_{\odot}} \right)^{1/2} \left(\frac{v_{\text{ej}}}{0.2c} \right)^{-1/2} \text{ day}. \quad (1.4)$$

ここで $\kappa = 10 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ としたのは、ランタノイド元素が大量に作られ、光の吸収係数が大きくなることを想定している (Barnes & Kasen, 2013; Tanaka & Hotokezaka, 2013; Tanaka et al., 2018)。ランタノイドがそれほど作られない場合は、 $\kappa = 0.01 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ 程度であると考えられている。

図 1.10 左に示すように、GRB 130603B では理論的に予想される時間、波長での増光現象が観測され、キロノバの存在を示唆する初の観測結果となった (Berger et al., 2013; Tanvir et al., 2013)。GRB 170817A ではキロノバと思われる放射を多波長で観測し (図 1.10 右)、概ね理論的な予想と整合性が取れている (Kawaguchi et al., 2018)。

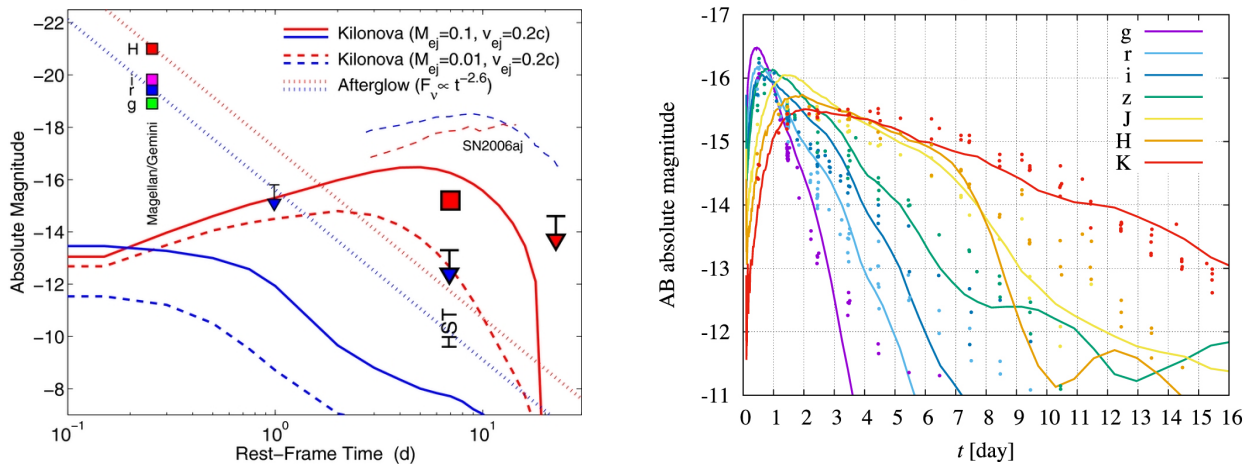


図 1.10 (左) 可視光 (青)・近赤外線 (赤) で観測された GRB 130603B ののライトカーブ (Berger et al., 2013)。点線は初期残光のモデルフィット、破線はキロノバの理論モデル曲線 (Barnes & Kasen, 2013) を描いている。(右) GRB 170817 の可視から赤外線バンドのライトカーブ (Villar et al., 2017)。実線は数値相対論の結果に基づいた理論モデルを表す (Kawaguchi et al., 2018)。

^{*3} r プロセスをエネルギー源としている放射を特にキロノバと呼ぶ傾向がある

1.1.6 ガンマ線バーストの母銀河

ガンマ線バーストの母銀河は LGRB と SGRB で違いが見られる。LGRB は比較的暗くて小さい星形成銀河で発生している (e.g., Fruchter et al., 2006; Lyman et al., 2017)。一方で SGRB は、明るく巨大な銀河で発生しており、星形成が不活発な銀河でも見つっている (Fong & Berger, 2013; Fong et al., 2013)。図 1.11 は母銀河のサイズで規格化した GRB の発生場所と銀河中心との距離の累積分布を表している (Fong & Berger, 2013)。平均的に LGRB は銀河の有効半径 (r_e) と同程度に位置しており、このような領域は銀河の中でも紫外線で特に明るく、星形成が活発な領域である (Bloom et al., 2002; Fruchter et al., 2006)。一方 SGRB は、平均的には銀河中心から $1.5r_e$ の位置に分布しているが、どのような発生環境であるかは理解が進んでいない。

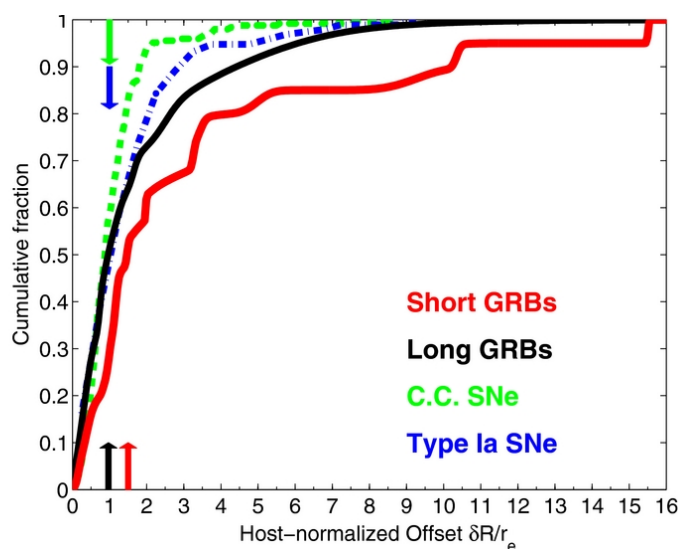


図 1.11 母銀河のサイズで補正した LGRB と SGRB の発生場所と銀河中心との距離 (オフセット) の累積頻度分布 (Fong & Berger, 2013)。 r_e は有効半径と呼び、銀河の全光度の半分を含む半径である。矢印はそれぞれ種族のオフセットの中心値を示している。

1.1.7 ガンマ線バーストの親星

1.1.6 節で述べたように母銀河の性質が異なることから、GRB の起源天体は LGRB と SGRB で異なると考えられている。超新星が付随した LGRB が数例見つっていることから、LGRB は大質量星が崩壊しブラックホールが誕生する瞬間に生じる爆発現象であると考えられている (MacFadyen & Woosley, 1999)。BeppoSAX が発見した GRB 980425 では、可視光観測によって GRB と同じ位置に超新星 SN 1998bw がみつっている (Galama et al., 1998)。また、X 線突発天体探査衛星の HETE-2 が発見した GRB 030329 でも、可視残光が減光するにつれて同じ領域に超新星 (SN 2003dh) が発見された (Hjorth et al., 2003)。特にこの GRB は、べき乗で表される可視残光が暗くなるにつれて SN 2003dh の成分が見え始め、約 1 ヶ月後では SN 1998bw のスペクトルと似た形をしている (図 1.12)。

SGRB は連星中性子星および中性子星-ブラックホール連星の合体が起源であると考えられている (e.g., Eichler et al., 1989; Narayan et al., 1992)。そして 2017 年にこの説を支持するビッグイベントが

発生した。2017 年 8 月に連星中性子星が衝突・合体する過程で発生した重力波 (GW 170817) がアメリカの Advanced LIGO によって観測され (Abbott et al., 2017)、さらに重力波検出の約 2 秒後には NASA の *Fermi* 衛星と ESA の *INTEGRAL* 衛星によって GRB 170817A が観測された^{*4}(Goldstein et al., 2017; Savchenko et al., 2017)。

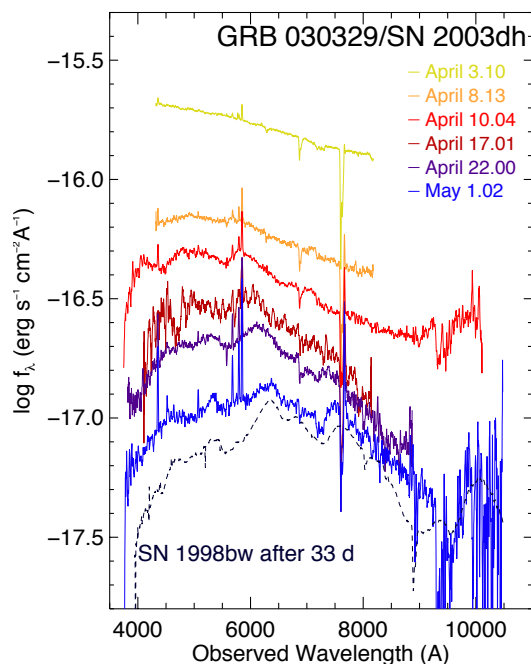


図 1.12 超大型望遠鏡 VLT が観測した GRB 030329 の可視残光と SN 2003dh のスペクトル。GRB の発生直後 (黄色) では典型的な GRB の残光成分が見えるが、1 ヶ月後には SN 1998bw (黒線) と非常に似た構造を持つことが分かる (Hjorth et al., 2003)。

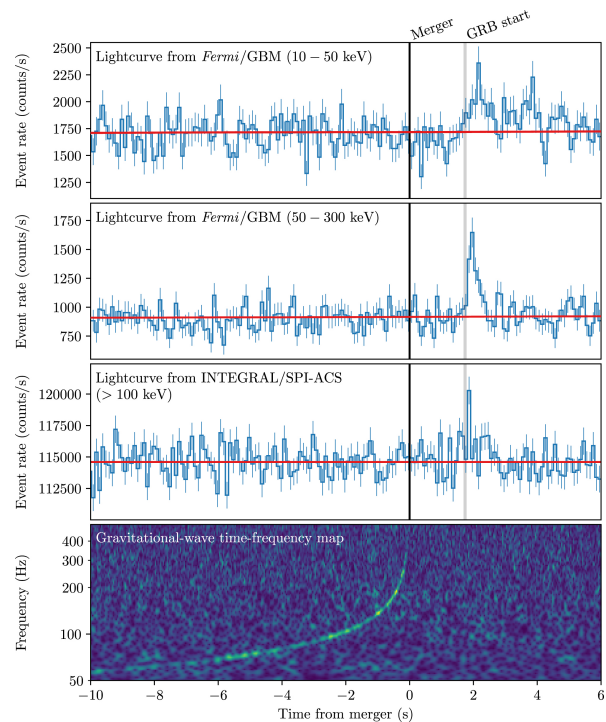


図 1.13 GW 170817 と GRB 170817A の観測結果。上段 2 つは *Fermi*/GBM の 10 – 50 keV と 50 – 300 keV 帯域のライトカーブ。3 段目は *INTEGRAL*/SPI-ACS の約 100 keV–80 MeV 帯域のライトカーブ。一番下の段は重力波の周波数強度。

^{*4} ただし、*INTEGRAL* 衛星での検出有意度は 3.2σ である。

1.2 ガンマ線バーストの放射機構

1.2.1 コンパクトネス問題

ミリ秒程度の時間変動 (Δt) が観測されている GRB の放射領域のサイズは $R_e \sim c\Delta t \sim 3 \times 10^8$ cm 程度 (c は光速) と見積もることができる。GRB のスペクトルでは MeV 以上の光子も観測されているため、 $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ の対生成反応における光学的厚さを検討してみる。光子の数密度は 1 MeV 以上の割合を f_p とすると、

$$n \sim \frac{f_p E_{iso}}{m_e c^2} \times \frac{1}{R_e^3}, \quad f_p = 0.01 \quad (1.5)$$

と表せる。ここで、 E_{iso} は等方的放射を仮定した GRB のエネルギー、 m_e は電子の質量である。電子・陽電子対生成に対する光学的厚さは、

$$\tau_{\gamma\gamma} \sim \frac{4\pi d_L^2 S f_p \sigma_T}{m_e c^2 (c\Delta T_p)^2} \sim 10^{16} \left(\frac{f_p}{0.01} \right) \left(\frac{d_L}{7 \text{ Gpc}} \right)^2 \left(\frac{S}{10^{-6} \text{ erg cm}^{-2}} \right) \left(\frac{\delta T}{1 \text{ msec}} \right)^{-2} \quad (1.6)$$

となり、非常に大きいことが分かる。ここで、 σ_T はトムソン散乱断面積、 d_L は光度距離、 S はフラックスを時間で積分した値である。従って、ガンマ線が抜け出すことができず、観測されているような非熱的な放射を実現できない。これは、コンパクトネス問題と言われているが、相対論的速度で運動する物質が放射源であると考えればこの問題は解決される。

相対論的效果を取り入れた場合について考える。

1. 見かけの時間が短くなる効果

速度 β で運動する物質が点 A から光を放射し、 R_e だけ進んだ後に点 B から再び光を出すとする。これら 2 つの光が観測者に到達する時間をそれぞれ t_A 、 t_B としたとき、その時間差は

$$\delta T = t_B - t_A = \left(\frac{R_e}{\beta c} + \frac{d_L}{c} \right) - \left(\frac{R_e}{c} + \frac{d_L}{c} \right) = \frac{R_e}{\beta c} (1 - \beta) \sim \frac{R_e}{2c\Gamma^2}. \quad (1.7)$$

Γ は物質のローレンツ因子で、 $\Gamma = (1 - (v/c)^2)^{-1/2}$ 。従って、 $R_e \sim 2c\Gamma^2 \delta T$ となるので、 Γ^2 だけ放射領域の見積りに差ができる。

2. 青方偏移の効果 (Lorentz Boost)

ガンマ線スペクトルが E^{-b} に比例する場合、ローレンツブーストされた結果を見ているため、放射体の静止系での MeV 以上の光子は Γ^{-b} 倍だけ少ない。

3. 光学的厚さに関する補正

以上より、放射体の静止系における光学的厚さは

$$\tau_{\gamma\gamma} \propto \frac{\text{MeV 以上の光子数}}{R_e^2} \propto \frac{\Gamma^{-b}}{\Gamma^4} = \Gamma^{-4-b} \quad (1.8)$$

だけ小さくなる。例えば、観測されるスペクトルのベキ $b = -2.5$ の場合、 $\tau_{\gamma\gamma} < 1$ となる条件は、 $\Gamma \sim 100$ である。ここで、放射エネルギーは観測的に $E_{rad} = 10^{52}$ erg であるから、加速された質量は $M < 10^{-5} M_\odot$ でなくてはならない。

このように、放射体が相対論的速度で運動している場合は、光学的厚さが変わるため、コンパクトネス問題を解消できる。以上の理由から、GRB が相対論的速度を持った爆発現象であることが予想されている。

1.2.2 火の玉モデル

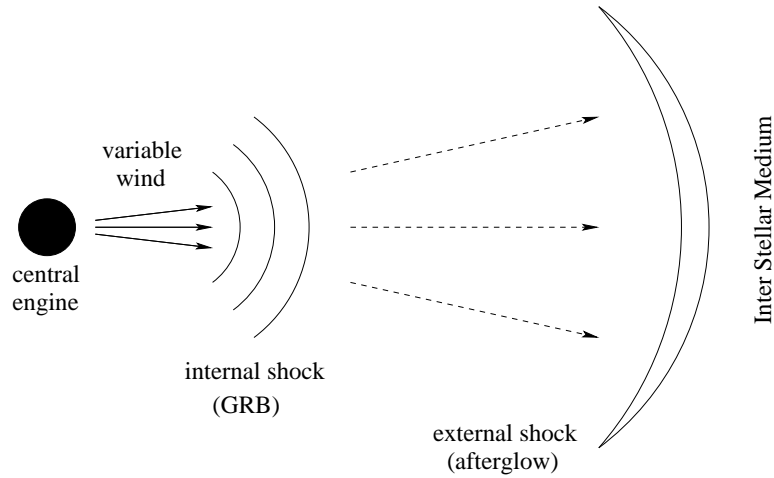


図 1.14 火の玉モデルの概念図。

前節の考察から、GRB を実現する標準的な理論モデルとして火の玉モデルが一般的に受け入れられている (Rees & Meszaros, 1992)。概念図を図 1.14 に示す。まず大質量星が崩壊してブラックホールを形成する際に、相対論的速度のジェットを生成する。その中を伝搬する物質同士が衝突して衝撃波を作り (内部衝撃波)、加速された電子によってシンクロトロン放射で輝く。これがプロンプト放射である。続いて、1 つに合体した物質流が星間物質を伝搬する際に衝撃波を作り (外部衝撃波)、同様にシンクロトロン放射で輝くのが残光であると解釈されている。

1.2.3 シンクロトロン放射

一般にベキ型のスペクトルを持つ天体は非熱的放射を行っており、黒体放射のような熱平衡状態から発せられる光や、熱制動放射のように熱プラズマ中でボルツマンの速度分布に従う電子から発せられる光とは区別される。火の玉モデルでは衝撃による粒子加速 (フェルミ加速) を受けた電子のシンクロトロン放射を考える。電子の振動数を γ_e 、磁場のエネルギー密度を $U_B = B^2/8\pi$ とすると、

$$\langle P \rangle = \frac{4}{3} c \sigma_T U_B \gamma_e^2 \Gamma^2, \quad (1.9)$$

$$\nu(\gamma_e) = \frac{q_e B}{2\pi m_e c} \gamma_e^2 \Gamma \quad (1.10)$$

である (Rybicki & Lightman, 1979)。

単一エネルギー電子によるシンクロトロン放射のスペクトルを模式的に表すと、図 1.15 に示すように $\nu < 0.29\nu(\gamma_e)$ の領域では $\propto \nu^{1/3}$ に従い、 $\nu > 0.29\nu(\gamma_e)$ の領域では $\propto \exp[-\nu/\nu(\gamma_e)]$ となる。最大値は $P_{\nu, max} \sim \langle P \rangle / \nu(\gamma_e)$ 程度である。

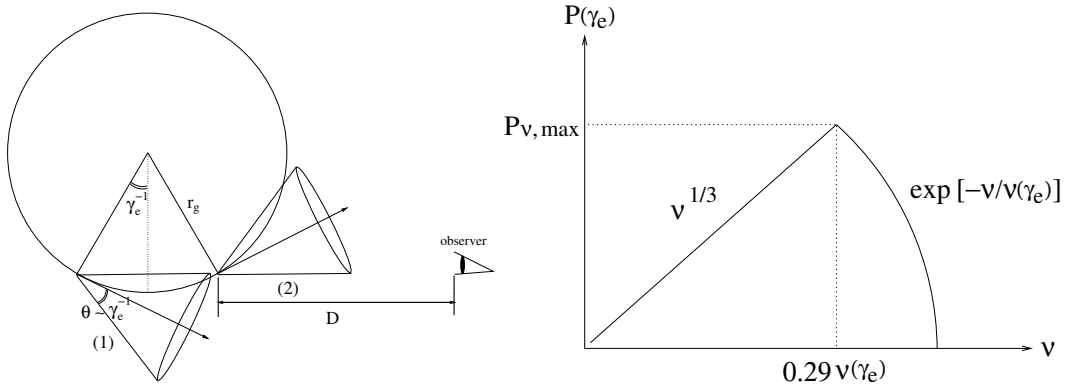


図 1.15 左図はシンクロトロン放射の様子を示したもの。右図は単一エネルギーの電子から発せられるシンクロトロン放射のスペクトル。

次に複数の電子からのシンクロトロン放射を考える。電子のエネルギー分布が $\gamma_{e,min} \leq \gamma_e \leq \gamma_{e,max}$ の間で $N(\gamma_e)d\gamma_e \propto \gamma_e^{-p}d\gamma_e$ のようなべき分布をしているときは、

$$F_\nu d\nu \propto \langle P \rangle N(\gamma_e) d\gamma_e \propto \gamma_e^2 \gamma_e^{-p} d\gamma_e \propto \gamma_e^{2-p} d\gamma_e, \quad (1.11)$$

であるから、観測されるフラックスは

$$F_\nu \propto \gamma_e^{2-p} (d\gamma_e/d\nu) \propto \gamma_e^{2-p} \nu^{-1/2} \propto \nu^{(1-p)/2} \quad [\text{erg s}^{-1} \text{Hz}^{-1}], \quad (1.12)$$

に従うべき型のスペクトルとなる (図 1.16)。シンクロトロン冷却が効いている場合、電子はエネルギーを失う。電子が最初に持っているエネルギーを放射パワー $\langle P \rangle$ で失うと考え、その時間は

$$\text{cooling time} = \frac{\gamma_e m_e c^2}{\langle P \rangle} \propto \frac{\gamma_e}{\gamma_e^2} \propto \gamma_e^{-1}, \quad (1.13)$$

なので、あるエネルギー γ_e に滞在する時間間隔は γ_e^{-1} に比例する。これはシンクロトロン放射のスペクトルと時間変化を扱うときに用いる。

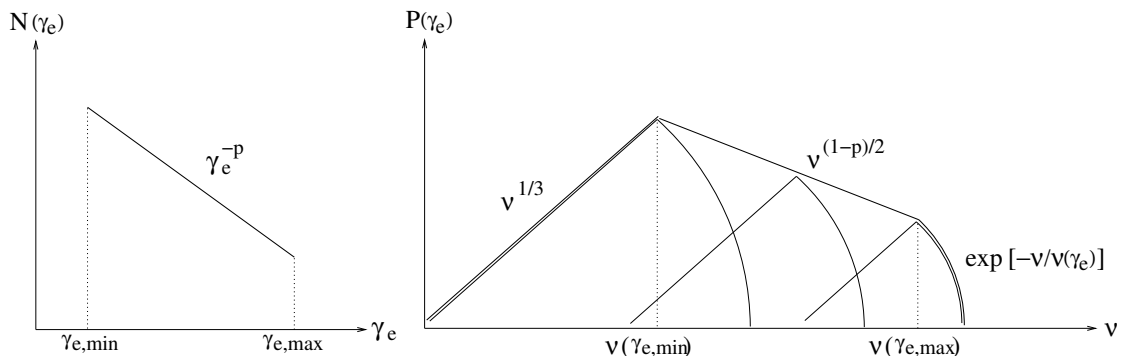


図 1.16 左図は電子のエネルギー分布を γ_e を用いて表したもの。右図はべき型のエネルギー分布をした電子からのスペクトル。

1.2.4 外部衝撃波モデル

本説では残光の観測事実をよく説明できている理論モデルとして外部衝撃波モデルを示す。放出物質は内部衝撃波を形成しながら多数の衝突を繰り返した後一つになり、まわりの星間物質 (inter stellar medium: ISM) 中を伝搬していくときに発生すると考えられている。質量 M 、ローレンツ因子 Γ の放出物質が ISM 中を伝搬する場合を考える。ISM の質量 dm をかき集めた結果、ローレンツ因子は $\Gamma + d\Gamma$ となったとする ($d\Gamma < 0$)。このときエネルギー保存の式は

$$\Gamma M c^2 + dm \times c^2 = (\Gamma + d\Gamma)[(M + dm)c^2 + dE]. \quad (1.14)$$

ここで dE は衝突によって作られた内部エネルギーを表す。また、運動量保存則は

$$M\sqrt{\Gamma^2 - 1} \times c = (M + dm + \frac{dE}{c^2})\sqrt{(\Gamma + d\Gamma)^2 - 1} \times c, \quad (1.15)$$

であり、

$$\frac{d\Gamma}{\Gamma^2 - 1} = -\frac{dm}{M}, \quad (1.16)$$

$$dE = (\Gamma - 1)dm \times c^2 \quad (1.17)$$

と書ける。ここで発生した内部エネルギーのうち、 ϵdE が放射として逃げていくと考えると $(1 - \epsilon)dE$ が質量増加分に関与することになる。放出物質の質量増加は

$$dM = (1 - \epsilon)\frac{dE}{c^2} + dm = [(1 - \epsilon)\Gamma + \epsilon]dm \quad (1.18)$$

$\epsilon = 0$ ならば膨張は断熱的 (adiabatic) で $dM = \Gamma dm$ である。

初期条件 $E_0 = \Gamma_0 M_0 c^2$ を考えると、式 (1.16), (1.17) は、

$$\frac{M}{M_0} = \left(\frac{\Gamma_0^2 - 1}{\Gamma^2 - 1}\right)^{1/2}, \quad (1.19)$$

$$\frac{m}{M_0} = \Gamma \left[\left(\frac{\Gamma_0^2 - 1}{\Gamma^2 - 1}\right)^{1/2} - \frac{\Gamma_0}{\Gamma} \right]. \quad (1.20)$$

特に、 $\Gamma_0 \gg \Gamma \gg 1$ のとき、

$$m = \frac{M_0}{2\Gamma_0} \left(\frac{\Gamma_0}{\Gamma}\right)^2 \quad (1.21)$$

である。ここから初期条件のエネルギー E_0 と比べて、式 1.21 程度の質量をかき集めると減速が効いてくると解釈できる。球対称ならば、ISM の密度を n_{ISM} とすると、 $m \propto R^3 n_{\text{ISM}} m_p$ であるから $R^3 \propto \gamma^{-2}$ の関係になる。ジェットの座標系で測った時間は R/c で表され、これを観測者系に変換するときに必要な因子を $2\Gamma^2$ とすると、

$$T \sim \frac{R/c}{2\Gamma^2} \propto R\Gamma^{-2} \propto \Gamma^{-8/3}. \quad (1.22)$$

従って、およそ $\Gamma \propto T^{-3/8}$, $R \propto T^{1/4}$ の依存性があると言える。

衝撃波下流での内部エネルギーは $e_2 = 4\Gamma^2 n_{\text{ISM}} m_p c^2$ 、粒子数密度は $n_2 = 4\Gamma n_{\text{ISM}}$ である。この内部エネルギーがある割合、 ϵ_e と ϵ_B で電子の加速と磁場の増幅に使われる。 $\int_{\gamma_m} N(\gamma_e) d\gamma_e = n_2$ と $m_e c^2 \int_{\gamma_m} N(\gamma_e) \gamma_e d\gamma_e = \epsilon_e e_2$ より、典型的な電子のローレンツ因子は、

$$\gamma_{e,\min} = \frac{p-2}{p-1} \epsilon_e \Gamma \frac{m_p}{m_e} \propto \Gamma \quad (1.23)$$

となる。また磁場は $B^2/8\pi = \epsilon_B e_2$ より、

$$B = (32\pi\epsilon_B\Gamma^2 n_{\text{ISM}} m_p c^2)^{1/2} \propto \Gamma \quad (1.24)$$

となる。観測者系でのシンクロトロン放射は

$$\nu_{\text{syn}} = \Gamma \nu(\gamma_e) = \frac{eB}{2\pi m_e c} \gamma_e^2 \Gamma, \quad (1.25)$$

$$T_{\text{cool}} = \frac{1}{\Gamma} t'_{\text{cool}} = \frac{6\pi m_e c}{\sigma_T \gamma_e B^2 \Gamma} \quad (1.26)$$

として求められる。シンクロトロン放射のスペクトルの特徴を表すエネルギー (break frequency) は電子のエネルギー分布によって決まり、次の2種類が考えられる。

1. 典型的な振動数 ($\gamma_{e,\text{min}}$)

電子の最小エネルギー $\gamma_{e,\text{min}}$ は、放出物質の速度 Γ に比例するため、時間経過とともに小さくなっていく。したがって、シンクロトロン放射の $\nu(\gamma_{e,\text{min}})$ も時間経過によって小さくなる (低エネルギー側へ移行する) ことになる。

$$\nu_m = \nu(\gamma_{e,\text{min}}) = \frac{eB}{2\pi m_e c} \gamma_{e,\text{min}}^2 \Gamma \propto \Gamma^4 \propto T^{-3/2} \quad (1.27)$$

2. 冷却振動数 (ν_c)

電子はシンクロトロン放射によって冷却され、そのエネルギーを失う。 T_{cool} は γ_e^{-1} に依存するため、高エネルギーの電子ほど冷却時間は早い。したがって、加速電子のエネルギー分布には冷却時間に依存する構造が現われる。観測時間 T と T_{cool} が同等となる電子のエネルギーを $\gamma_{e,c}$ と定義したとき、

$$\gamma_{e,c} = \frac{6\pi m_e c}{\sigma_T B^2 \Gamma T}, \quad \nu_c = \frac{18\pi m_e c e}{\sigma_T^2 B^3 \Gamma T^2} \propto \Gamma^{-4} T^{-2} \propto T^{-1/2} \quad (1.28)$$

これは先の ν_m よりは時間発展が緩やかである。

ここで見た各周波数は時間依存性が異なるために、スペクトルの形は時間とともに変化する。これについて少し詳しく見てみる。1 日後の時間を T_d としたとき、

$$\nu_m = 6 \times 10^{15} \text{ Hz } E_{52}^{1/2} \epsilon_e^2 \epsilon_B^{1/2} T_d^{-3/2}, \quad (1.29)$$

$$\nu_c = 9 \times 10^{12} \text{ Hz } E_{52}^{1/2} \epsilon_B^{-3/2} n_{\text{ISM}}^{-1} T_d^{-1/2}, \quad (1.30)$$

$$\nu_a = 2 \times 10^9 \text{ Hz } E_{52}^{1/5} \epsilon_e^{-1} \epsilon_B^{1/5} n_{\text{ISM}}^{3/5} T_d^0. \quad (1.31)$$

ここで、 E_{52} は 10^{52} erg で規格化したエネルギーである。

$\nu_m \sim \nu_c$ となる時間は、 $T_d = 7 \times 10^{-4} \text{ day } E_{52} n_{\text{ISM}} \epsilon_{e,-1}^2 \epsilon_{B,-2}^2$ 、

$\nu_m = 5 \times 10^{14} \text{ Hz}$ となる時間は、 $T_d = 5 \times 10^{-2} \text{ day } E_{52}^{1/3} \epsilon_{e,-1}^{4/3} \epsilon_{B,-2}^{1/3}$ 、

$\nu_c = 5 \times 10^{14} \text{ Hz}$ となる時間は、 $T_d = 3 \times 10^2 \text{ day } E_{52}^{-1} n_{\text{ISM}}^{-2} \epsilon_{B,-2}^{-3}$ である。

残光放射では $\nu_m < \nu_c$ の場合 (slow cooling) を考える。シンクロトロン放射の自己吸収周波数を ν_a とすると、

$$F_\nu = F_{\nu,\text{max}} \times \begin{cases} (\nu_a/\nu_m)^{1/3} (\nu/\nu_a)^2, & (\nu < \nu_a), \\ (\nu/\nu_m)^{1/3}, & (\nu_a < \nu < \nu_m), \\ (\nu/\nu_m)^{-(p-1)/2}, & (\nu_m < \nu < \nu_c), \\ (\nu_c/\nu_m)^{-(p-1)/2} (\nu/\nu_c)^{-p/2}, & (\nu > \nu_c). \end{cases} \quad (1.32)$$

$F_{\nu, max}$ はシンクロトン放射のパワーが最大 ($P_{\nu, max}$) のときで、我々から見える領域に存在する電子の総数 (\bar{N}_e) に依存する。

$$F_{\nu, max} = \frac{P_{\nu, max} \times \bar{N}_e}{4\pi d_L^2} \left(\frac{1}{4}\theta^2\right)^{-1}, \quad \theta = \Gamma^{-1} \quad (1.33)$$

ここから、特定の周波数帯域でのライトカーブを計算できる。例えば、slow cooling ($\nu_m < \nu_c$) ときは式 (1.27) と式 (1.28) を用いて、以下のように書ける。

$$F_{\nu_c < \nu} = F_{\nu, max} \left(\frac{\nu_c}{\nu_m}\right)^{-(p-1)/2} \left(\frac{\nu}{\nu_c}\right)^{-p/2} \propto T^{-(3p-2)/4} \nu^{-p/2} \quad (1.34)$$

一般的には $F_\nu \propto T^\alpha \nu^\beta$ と表現し、

$$\alpha = -\frac{3p-2}{4}, \quad \beta = -\frac{p}{2} \quad (1.35)$$

として記述する。これまでの情報をまとめると、スペクトルとライトカーブは図 1.17 のようになる (Piran, 1999)。モデルや物理的状況にも依存するが、一般的にプロンプト放射の時間帯は放射によって効率良くエネルギーを解放する必要があるため fast cooling、残光フェイズでは slow cooling と考えることが多い。一般的にべきに現われる p は 2.5 程度とされている。例えば prompt GRB のスペクトルを記述する Band モデルは、図 1.17 左上の図に対応し、 $\alpha = -1.5$ 、 $\beta = -2.25$ となる。

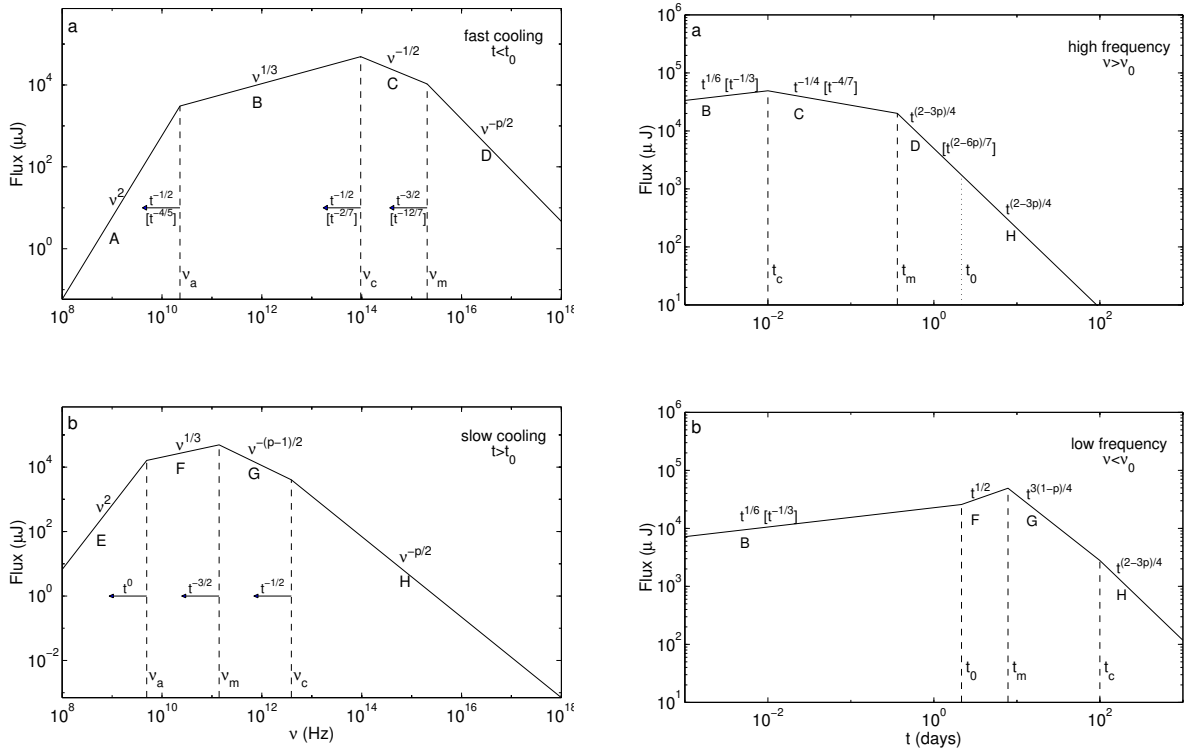


図 1.17 球対称を仮定した外部衝撃波モデルのスペクトルとライトカーブ (Piran, 1999)。残光放射のスペクトルは左下の状況だと考えられている。

1.3 プロンプト放射の時間変動性

1.3.1 先行研究

GRB のプロンプト放射における時間的な特性は様々な方法で研究されてきた。Fenimore & Ramirez-Ruiz (2000); Reichart et al. (2001) らはライトカーブがどの程度 spiky な構造をしているのか、variability という指標を定義し最大光度との相関関係 (variability-luminosity correlation) を調べ、激しい時間変動をしている GRB ほど明るい傾向にあることを示した (see also Guidorzi et al., 2005; Rizzuto et al., 2007)。内部衝撃波モデルによればアウトフローのローレンツ因子が大きいほど放射効率 (エネルギー変換効率) も高くなるため、観測結果と無矛盾である (Kobayashi et al., 1997)。

高いエネルギーに比べて低いエネルギーのガンマ線が遅れて観測される spectral lag は、光度と逆相関の関係があることが知られている (e.g., Norris et al., 2000; Hakkila et al., 2008; Arimoto et al., 2010)。この関係は一部を除いて curvature effect や off-axis モデル等の幾何学的効果で良く説明できる (Lu et al., 2006; Ioka & Nakamura, 2001)。

Nakar & Piran (2002b) はライトカーブのパルス構造に注目し、BATSE で観測された 69 個の LGRB についてパルス同士の間隔 (pulse interval) やパルスの幅 (pulse width) を調べた。その結果、それぞれの分布が対数正規分布で書けることを発見し、パルス間隔の中にはその分布を逸脱した長い休止期間 (quiescent time) が存在することが分かった (see also Ramirez-Ruiz et al., 2001)。内部衝撃波モデルでは、これらのようなパルス構造は中心エンジンの活動を反映していると考えられており、通常のパルス間隔と長い休止期間を作り上げている物理機構は異なるタイムスケールを持っていると考えるのが妥当である (Kobayashi et al., 1997)。

これまで述べたようにプロンプト放射の時間変動については、内部衝撃波モデルの側面から研究を行うことが多かった。

1.3.2 光球放射モデルの数値シミュレーション

1.2 で説明した衝撃波モデルでは、衝撃波加速された電子のシンクロトロン放射で GRB が輝いている状況を想定していた。一方でジェット内部に存在する光球面からの熱的放射がガンマ線の出処だと考える光球放射モデルも存在する。Fermi 衛星 (Carson, 2007; Morselli, 2008) の打ち上げ後、熱的スペクトルの成分がある GRB が数例見つかったことで、このモデルの研究が活発になっている (e.g., Ryde et al., 2010; Ackermann et al., 2011; Ghirlanda et al., 2013)。光球からの熱的放射のままでは観測されているほとんどの GRB が示す非熱的なスペクトルを説明できないため、ジェットの構造や光子の伝搬過程の様々な理論モデルが提唱されている。さらに、近年の数値シミュレーションの発展によって放射モデルの詳細な計算ができるようになってきており、相対論的流体計算や輻射輸送計算が必要な光球放射について、様々な詳細なモデルが計算されている。特にジェットを作る中心エンジンの活動性とジェットと親星の相互作用がプロンプト放射にどのような影響を与えるか様々な研究が行われている (Lazzati et al., 2009, 2013; Lazzati & Begelman, 2010; Morsony et al., 2010; Mizuta et al., 2011; Nagakura et al., 2011; López-Cámara et al., 2014, 2016; Ito et al., 2015; Lazzati, 2016)。それらによると、プロンプト放射の時間的な振る舞いを決める要因は 2 つあり、1 つはジェットが親星を突き破るまでのジェットと親星の外層物質との相互作用、もう 1 つはジェットを形成している中心エンジンの活動性である。

数値計算ではエネルギー注入を何らかの形でモデル化する必要があり、これまでの研究では定常的、周

期的、ランダムなどの方法が取られてきた。Morsony et al. (2010) を例にあげると、図 1.18 に示すような、いくつかのエネルギー注入を考える。定常ジェットモデルは時間に依らず一定量のエネルギーが注入される (赤)。周期的ジェットモデルはエネルギーが周期的に注入される場合と (黄)、前節で述べたようなジェットの歳差運動による周期的性も考えられる。ランダム変動ジェットモデルは、エネルギー注入が時間的にランダムに行われる場合を想定している (緑)。

Ito et al. (2015) は 3 次元流体力学シミュレーションを用いた、時間発展する相対論的ジェット中で光子の輻射輸送計算を初めて行った。シミュレーションの条件として、ジェットの開口角 (opening angle) は 10° で、中心から 10^{10} cm のところに $10^{50} \text{ erg s}^{-1}$ の運動エネルギーを 100 秒間注入している。定常的なジェット注入の定常モデルと傾斜角 3° 、周期 2 秒の歳差運動をしている歳差モデルがある。図 1.19 にシミュレーションから予想される GRB のライトカーブを示す。どちらのモデルでも約 30 秒を境に異なる振る舞いを見せている。これは親星の中を掘り進んでいるジェットが外層の表面を突き破る瞬間に対応している。ライトカーブの前半はジェットと親星が相互作用を起こして複雑な流体構造を形成しているが、ジェットが親星を突き破った後は中心から膨張しているジェットがそのまま星間空間へと抜けていく。そのため、ライトカーブ前半ではジェット-親星の相互作用の影響が、後半では中心エンジンの活動性がそのまま現れていると考えられる。観測的にライトカーブの初期と後期でこのような時間変動の違いが見られれば、ジェット-親星間の相互作用や光球放射モデルの証拠に成り得る。

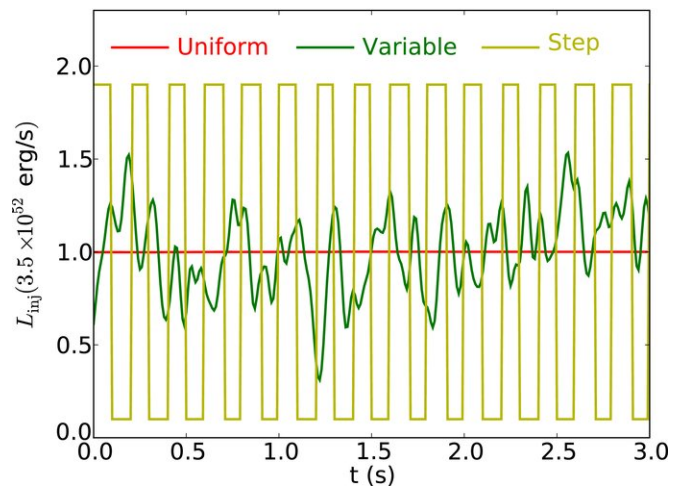


図 1.18 中心エンジンのエネルギー注入モデル。

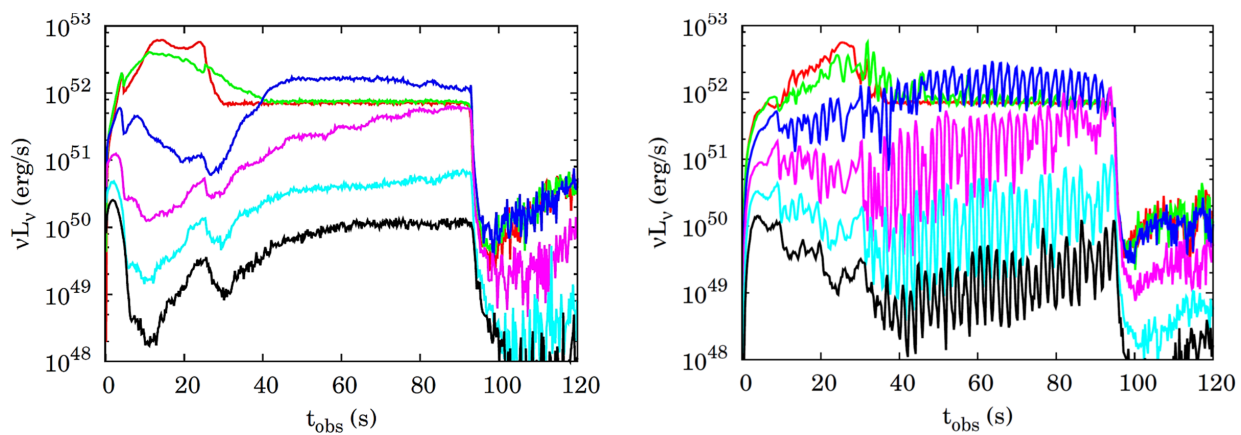


図 1.19 光球放射モデルの数値シミュレーション結果/citepito2015。左はジェット駆動が一定のモデル、右はジェットが歳差運動をしているモデル。色の違いは次に示す viewing angle から観測したライトカーブを表している。0°(赤)、2°(緑)、4°(青)、6°(マゼンタ)、8°(水色)、10°(黒)。

1.4 ガンマ線バースト周辺と母銀河の物質環境

GRB 残光の可視光から X 線の帯域でのエネルギースペクトルは、1.2.4 節で示したように 1 つのべき関数か折れ曲がったべき関数で表される。実際の観測では GRB の発生位置と観測者の間に存在する物質によって、光が吸収もしくは散乱される。従って、観測されたスペクトルを再現するには天の川銀河 (銀河系) 内と GRB の母銀河内での X 線吸収と可視減光のモデルがそれぞれ必要である。X 線はガスによる光電吸収、可視・近赤外線はダスト (塵) による吸収と散乱を想定しており、スペクトル解析によってそれらの量を見積もることができる。ガスやダストは GRB の周辺環境か母銀河内の星間物質 (Interstellar Medium: ISM)、もしくはその両方に存在している。従って、残光のスペクトル解析からガス-ダスト比を調べることは、視線上的における GRB の発生環境や母銀河の性質の理解にとって重要である。

ダストによる減光はダストの粒子サイズや化合物等の性質の違いによって異なるため、観測的に詳しく調べられている天の川銀河 (Milky Way: MW)、大マゼラン雲 (Large Magellanic Cloud: LMC)、小マゼラン雲 (Small Magellanic Cloud: SMC) が環境のモデルとしてよく利用される。図 1.20 にそれぞれの環境における規格化された波長ごとの減光量 (減光曲線) を示す。

LGRB の残光スペクトルを解析した先行研究によると (Schady et al., 2007, 2010; Covino et al., 2013)、ほとんどの LGRB で SMC の減光曲線が最も観測データを再現する。しかし、X 線の吸収量から見積もった水素原子の柱密度と減光量の比 ($N_{\text{H}}^{\text{rest}}/A_{\text{V}}^{\text{rest}}$) は、SMC、MW、LMC*⁵における典型的な値よりも系統的に大きい値を示している。この現象の解釈にはいくつかの説が存在する。例えば、GRB の放射によるダスト破壊 (Waxman & Draine, 2000; Galama & Wijers, 2001)、GRB の周辺や母銀河におけるガスやダスト、金属量等の特性 (Savaglio et al., 2003; Schady et al., 2010; Watson et al., 2013) が挙げられる。また、赤方偏移が高い GRB に対しては銀河間空間の物質 (Intergalactic Medium: IGM) の影響も検討されている (Starling et al., 2013)。しかし、 $N_{\text{H}}^{\text{rest}}/A_{\text{V}}^{\text{rest}}$ が高い値を示すことを説明する統一的な描像はまだ確立されていない。

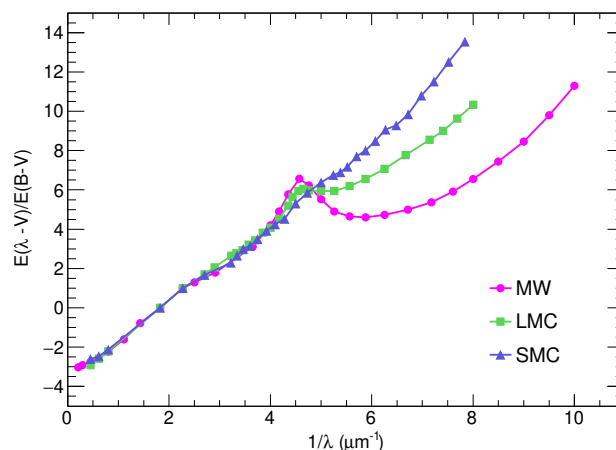


図 1.20 規格化された減光曲線 (Pei, 1992)。マゼンタは MW、緑は LMC、紫は SMC での値を表している。

*⁵ $\log(N_{\text{H}}^{\text{rest}}/E(B - V)) = 21.76 \pm 0.12$ (MW), 22.02 ± 0.22 (LMC), 22.36 ± 0.35 (SMC),

ただし、 $A_{\text{V}} = R_{\text{V}} * E(B - V)$, $R_{\text{V}} = 3.08$ (MW), 3.16 (LMC), 2.93 (SMC) (Welty et al., 2012)。

第 2 章

ガンマ線バースト観測衛星 *Swift*

本章では、本論文で使用した GRB の観測データを提供している *Swift* 衛星と搭載されている観測装置について説明する。

2.1 ミッション概要

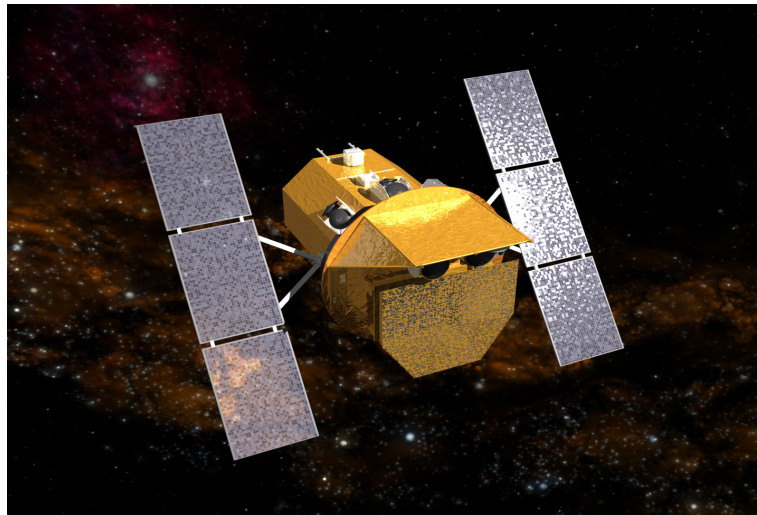


図 2.1 *Swift* 衛星 (NASA/GSFC)

Neil Gehrels Swift Observatory (Swift) (Gehrels et al., 2004) は、GRB 観測専用として初の衛星ミッションであり、ガンマ線、X 線、紫外線を観測する 3 つの観測装置が搭載された多波長観測衛星である (図 2.1)。アメリカの NASA にイギリスとイタリアを加えた国際チームによって共同開発され、2004 年 11 月 20 日にケープカナベラル空軍基地からデルタ II により打ち上げられた。光度 600 km の地球低軌道上を軌道周期約 90 分で周回している。現在も稼働中であり、2018 年末までに 1268 個の GRB を検出している。2018 年 1 月 10 日にミッションマネージャーであった Neil Gehrels 氏 (2017 年 2 月 6 日没) の功を讃えて、衛星名が *Swift* から現在の *Neil Gehrels Swift Observatory* に改称された。

Swift 衛星には 15–150 keV のガンマ線に感度を持ち、1.4 sr の広い視野でモニターを行う BAT (Burst Alert Telescope) (Barthelmy et al., 2005)、0.3–10 keV の X 線に対して高い感度を持ち、バーストの位置決定と残光観測をする XRT (X-ray Telescope) (Burrows et al., 2005)、残光の紫外線イメージとスペクトルを取得する UVOT (Ultra-violet Telescope) (Roming et al., 2005) が搭載されている。

Swift 衛星は、一度に全天の 10 分の 1 を監視することができる BAT により、バーストの検出から 15 秒以内に 1–4 分角の精度で位置決定を行う。その後、X 線望遠鏡の XRT と紫外線望遠鏡の UVOT の視野内にバーストを収めるように、約 20–75 秒の短時間で姿勢制御を行う。これにより、短時間でバーストの高精度な位置情報やガンマ線から紫外線に至るまでの観測データが得られる。これらの情報はガンマ線コードネートネットワーク (GCN) 通じて、ほぼリアルタイムで世界中の研究者に伝えられる。GCN の情報により、地上の可視・近赤外線望遠鏡による迅速な追観測が可能となったため、GRB の可視・近赤外残光の観測データが打ち上げ以前に比べて充実するようになった。また、母銀河が特定されて赤方偏移が同定される GRB も増えたため、GRB の静止系で物理的な議論を行うことが可能となった。

以上の理由から、本論文では *Swift* 衛星の BAT と XRT の観測データを用いる。以下では、この 2 つの観測装置について説明する^{*1}。

2.2 BAT

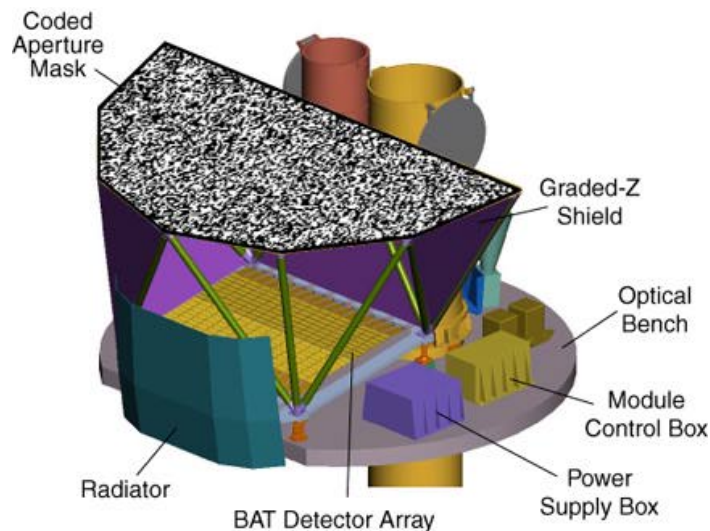


図 2.2 Burst Alert Telescope (NASA/GSFC).

図 2.2 と表 2.1 に BAT の概観図と仕様を示す。BAT は CdZnTe 半導体素子によって光電吸収によりガンマ線光子を検出する。検出器面の 1 m 上には鉛製のピクセルがランダムに並べられたランダム符号化マスクが取り付けられている。鉛ピクセルはガンマ線光子を吸収するため、光源からやってくる平行光がマスクを通ると到来方向応じたピクセルパターンが X 線の強度分布として検出される。この強度分布とマスクのパターンの相互相関を計算することで、光源の方向を同定する。符号化マスク以外の検出器の周りの面は、graded-Z という Pb、Ta、Sn、Cu の異なる物質の多層構造シールドで保護されている。これにより、宇宙 X 線背景放射や地球アルベド等のバックグラウンドを 95% 低減されている。

BAT は 2 種類の方法で突発天体を検出する。1 つはレートトリガー (Rate trigger) と呼ばれ、常時検出器に入射しているバックグラウンドの統計ゆらぎに対して、 8σ レベルの有意な光子の増光があったときに、これをバーストと定義する。もう 1 つはイメージトリガー (Image trigger) と呼ばれ、4 つのエネルギーバンドごとに 1 分、5 分、30 分の積分イメージを作成してオンボード上で天体カタログと照合を

^{*1} Gehrels et al. (2004)、The SWIFT BAT Software Guide (v6.3)、The SWIFT XRT Data Reduction Guide (v1.2) を参考に行っている。

表 2.1 BAT の仕様。

Property	Description
Aperture	Coded mask
Detecting Area	5200 cm^{-2}
Detector	CdZnTe
Detector Operation	Photon counting
Field of View	1.4 sr (half-coded)
Detection Elements	256 modules of 128 elements
Detector Size	$4 \text{ mm} \times 4 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$
Telescope PSF	17 arcmin
Energy Range	15–150 keV
Energy Resolution	3.3 keV (FWHM) at 59.5 keV
Sensitivity	$\sim 10^{-8} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

行い、カタログにない天体の場合に突発天体だと見なす。継続時間が長く緩やかな変動を見せる LGRB の一部はイメージトリガーで検出される。全ての突発天体の情報はインターネットを通じて世界に共有される。

BAT の観測データは衛星上のソフトウェアによってイベントデータとして成形され、NASA/GSFC のデータセンターでアーカイブ化される。イベントデータは *Swift* のデータ解析ソフトウェアで用意されている `batbinevt` コマンドを用いて、データのスクリーニングと符号化マスク通過による観測値の重み付けを行い、ライトカーブやスペクトルデータを抽出する。

2.3 XRT

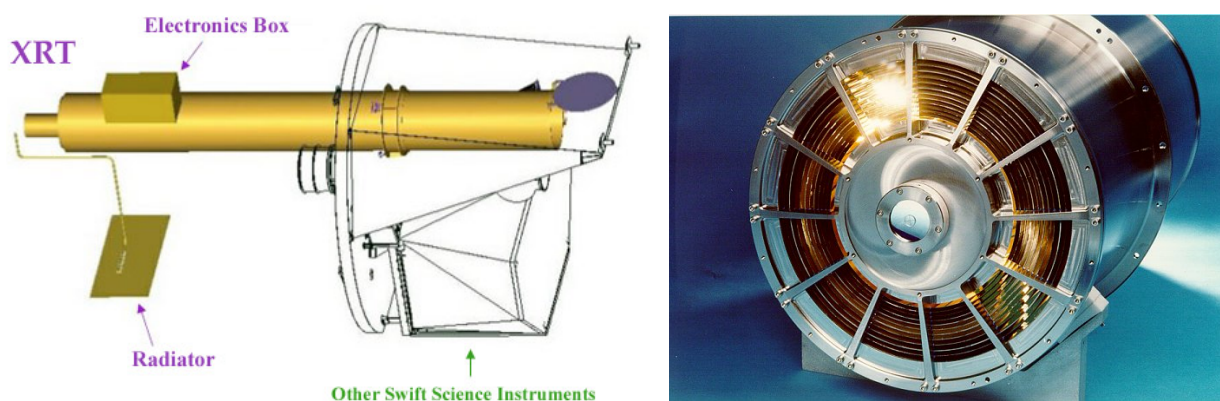


図 2.3 (左) X-ray Telescope (NASA/GSFC) . (右) X 線反射鏡 .

XRT は GRB とその残光のフラックス、スペクトル、ライトカーブを測定するために設計されており、7 桁以上のフラックス強度をカバーするダイナミックレンジを有している。GRB を捕捉してから 10 秒以内に 5 秒角の精度で位置を同定し、バースト発生から 20–70 秒後から数日–数週間にわたり GRB の X 線対応天体の観測を行う。図 2.3 に XRT の概観図と X 線反射鏡を示す。表 2.2 に仕様をまとめた。X 線

表 2.2 XRT の仕様。

Property	Description
Telescope	JET-X Wolter I
Focal Length	3.5 m
Effective Area	110 cm ² @ 1.5 keV
Telescope PSF	18 arcsec HPD @ 1.5 keV
Detector	EEV CCD-22, 600×600 pixels
Detection Operation	Imaging, Timing, and Photon-counting
Detector Element	40×40 micron pixels
Pixel Scale	2.36 arcsec/pixel
Energy Range	0.2–10 keV
Sensitivity	4×10^{-14} erg cm ⁻² s ⁻¹ in 10 ⁴ seconds for known sources 4×10^{-13} erg cm ⁻² s ⁻¹ in 10 ⁴ seconds for blind searches

の集光には回転放物面と回転双曲面を組み合わせた X 線を 2 回反射させて結像する Wolter I 型と呼ばれる光学系を使用している。軌道上での性能劣化を防ぐため、積極的に制御が行われる保温バツフルによって、1 以下の勾配で 20 ± 5 に保たれている。焦点面の検出器は CCD を採用しており、約-100 で運用することでバックグラウンドとなる暗電流を低く抑え、プロトンへの感度も減らしている。

XRT は光源のフラックス強度に合わせて 4 つの読み出しモードで観測が行われる (図 2.4)。最初は Image モードによりピクセルごとに全エネルギーの積分イメージを作成して光源の位置決定が行われる。その後、フラックス強度の合わせて自動的に CCD の読み出しモードが切り替わる。表 2.3 に各モードの特性をまとめた。

XRT の観測データは衛星上のソフトウェアでイベントデータとして成形され、NASA/GSFC のデータセンターでアーカイブ化される。データ利用者は予め用意されたパイプラインを通してスクリーニングされたデータを使用することができる。

表 2.3 4 つの動作モードの特性。

Mode	Image capability	Spectral capability	Time resolution	Flux level
Photodiode	×	○	0.14 ms	0.6-60 Crab
Window Timing	1D	○	1.7 ms	1-600 mCrab
Photon Counting	2D	○	2.5 s	< 1 mCrab
Image	2D	×	0.1 s (short) 2.5 s (long)	> 140 mCrab < 5.6 mCrab

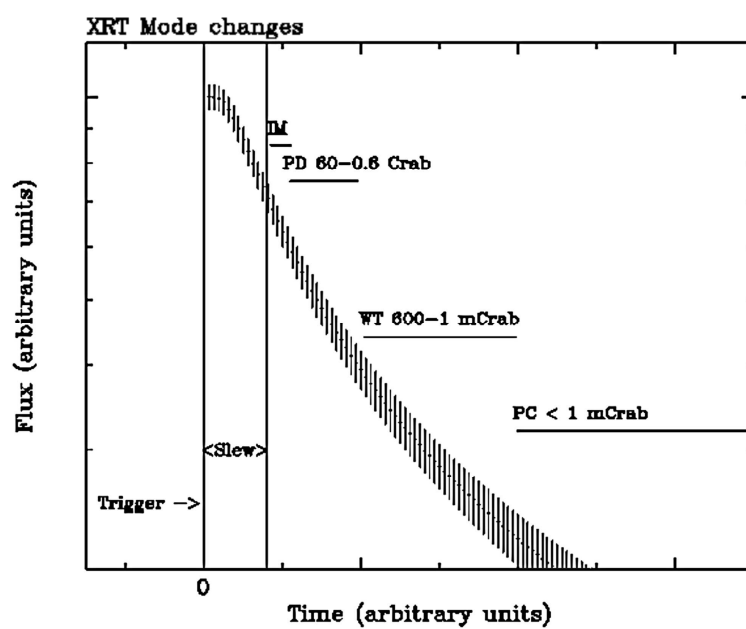


図 2.4 フラックス強度で自動的に変わる XRT の 4 つの観測モード。

第 3 章

プロンプト放射のパルス解析

1.3.2 節で示したように、光球放射モデルではジェットが親星を突き破る前後でライトカーブの振る舞いが異なるという理論予想がある。本章では *Swift*/BAT の観測データを用いて、プロンプト放射のライトカーブにそのような兆候が見られないかを調査した結果 (Yoshida et al., 2017) をまとめる。

3.1 イベントセレクション

2015 年の末までに BAT で観測された GRB のデータを使用した。GRB それぞれの静止系における時間スケールでライトカーブの時間変動とその由来となっている物理機構を議論するため、赤方偏移が分かっている 319 個の GRB を最初に選定した。次に、なるべくプロンプト放射の時間変動を高い統計精度で調べるために、 $Fluence \geq 5 \times 10^{-6} \text{ erg cm}^{-2}$ と $T_{90} \geq 10 \text{ s}$ の明るい GRB を選定した。さらに、明確にプロンプト放射の始まりを観測していると考えられるレートトリガーで検出されたイベントを選び、最終的に 56 個の GRB を選出した。

3.2 解析手法

GRB 静止系において 64 ms (観測者系において $64(1+z)$ ms) でビンニングしたライトカーブを作成し、以下で述べるピークサーチアルゴリズムを適用してパルスを抽出した。ここで、 z は各 GRB の赤方偏移の値である。ピークサーチアルゴリズムは Li & Fenimore (1996); Nakar & Piran (2002a) で開発された物とほぼ同等で、ポアソン統計を用いてライトカーブからパルスのピークを探し出す。初めに、GRB のトリガー前 or 後の 30 s 以上のデータを用いてバックグラウンドの揺らぎ σ_{bg} を計算する。この σ_{bg} は統計揺らぎだけではなく系統的揺らぎも含まれており、今回のデータサンプルでは $0.014 < \sigma_{bg} < 0.123$ であった。次にある期間の初めと終わりの時間ビン t_1, t_2 、含まれるカウント数を C_1, C_2 と定義し、 $C - C_{1,2} > N\sqrt{\sigma^2 + \sigma_{bg}^2}$ を満たす時間ビンの中で最もカウント数が高いビン C をピークとして、 t_p, C_p と定義した。ここで、 σ は各ビンの統計揺らぎで、 $\sigma = \sqrt{C}$ と定義している。また、 N はピークの有意度を決めるパラメータで、Nakar & Piran (2002b) に習い $N = 4$ とした。

このように各 GRB のライトカーブごとにパルスのピークとして (t_p, C_p) を取得し、隣り合うピークの t_p の差を計算してパルス間隔として定義した。計算したパルス間隔の中には、1.3.1 で述べたように長期間パルスが存在しない静かな期間が含まれている。我々は T_{90} の 10% 以上の時間にわたり、 $C < 3\sigma_{bg}$ を満たすビンが連続している期間を休止期間と定義した。

Nakar & Piran (2002a,b) では、ピークの高さの 4 分の 1 になるか、隣り合うピーク間で最低カウント

になる時間ビンをピークの両端で探し、その2つの時間ビンの時間差をパルスの幅と定義している。しかしこのアルゴリズムでは、パルス同士が重なり合い連続して発生しているときにパルスの形状を考慮したパルスの幅を正しく見積もることができない。したがって、今回の解析ではライトカーブの時間変動としてパルス間隔のみに注目する。

3.3 解析結果

パルスピークサーチの結果、56 イベントの GRB のライトカーブから 379 個のピークと 327 個のパルス間隔 (Δt とする) を抽出した。図 3.1 に抽出したピークとライトカーブの例を示す。327 個のパルス間隔の内 42 個は休止期間に分類され、その割合は 13% であった (Nakar & Piran (2002b) では休止期間の定義が異なるもののその割合は 10% 程度)。図 3.2 に休止期間を除いたパルス間隔のヒストグラムを示す。このヒストグラムを対数正規分布でフィッティングを行うと、中心値は $\mu = 0.084 \pm 0.027$ ($\Delta t \sim 1.2$ s)、標準偏差は $\sigma = 0.433 \pm 0.017$ (0.45 – 3.3 s at 1σ confidence level)、精度は $\chi^2/\text{d.o.f.} = 8.3/7$ であった。一方で休止期間を含めたヒストグラムに対し対数正規分布でフィッティングを行うと、 $\chi^2/\text{d.o.f.} = 17.9/9$ であったため、休止期間が通常のパルス間隔と異なる集団であることが分かる。赤方偏移の効果を考慮すると、これらの結果は BATSE で観測された GRB を調べた Nakar & Piran (2002b) のパルス間隔の結果と一致する。休止期間の存在やその起源は、その他の先行研究 (Quilligan et al., 2002; Drago & Pagliara, 2007) でも報告されており、通常のパルス間隔の分布からは逸脱しているため、本研究でも今後の解析では休止期間を省いたパルス間隔の分布について調査を進める。

ライトカーブのパルス間隔の分布が時間的に変化しているかどうか調べるために、ライトカーブをある時間で前半と後半に分けてそれぞれのパルス間隔のヒストグラムを作成した。ライトカーブを時間的に区切る位置は、トリガー時刻をプロンプト放射の開始だと仮定し、そこから各 GRB の T_{90} の長さに応じた時間が経過したタイミングをいくつか設定した (例えば、 T_{90} の 5%、10%、20%、50% 等)。図 3.3 に各タイミングで区切られたパルス間隔のヒストグラムの例を示す。どのタイミングでヒストグラムを分けても分布に違いは見られない。定量的に評価を行うために累積頻度分布を作成し (図 3.4)、Kolmogorov-Smirnov (KS) 検定を行った。 T_{90} の 68% の経過時間でライトカーブを区切った時が最も確率が低かったが、それでも 6.0% という結果であった。このことから前半と後半に分けた 2 つのパルス間隔の分布が同じ母集団を持つという仮説を 2σ 以上の有意度で棄却することはできない。また、時間の区切り方を GRB ごとに T_{90} で補正せずに、全ての GRB に対して一様な時間 (5, 10, 20, 40 s 等) を用いてライトカーブを前半と後半に分けて同様の解析を行ったが、前半と後半で有意な違いは見られなかった。

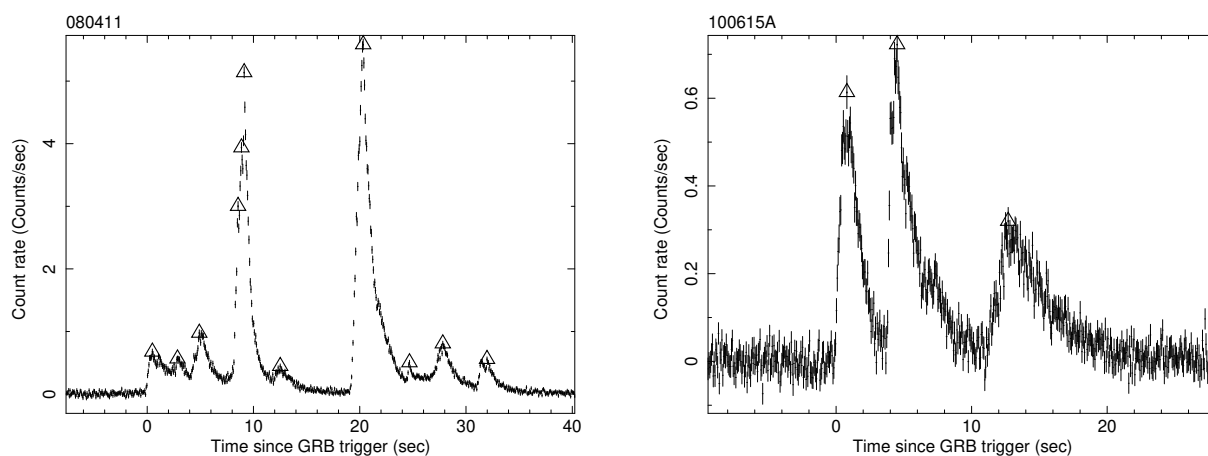


図 3.1 抽出したピークとライトカーブの例。

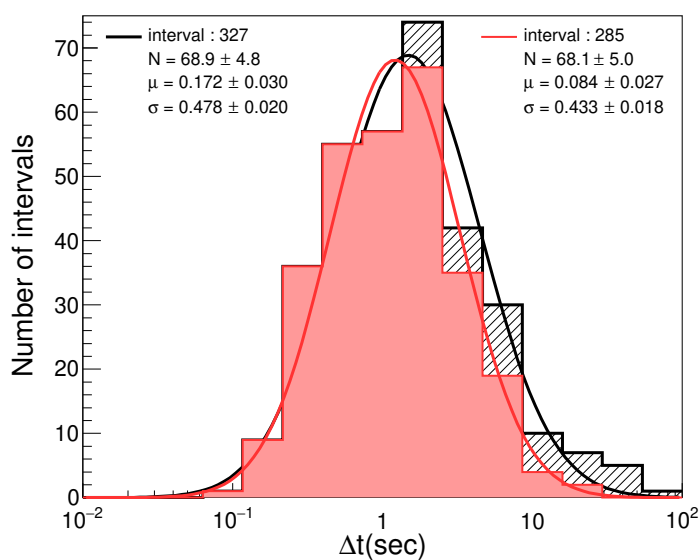


図 3.2 対数正規分布でフィッティングされたパルス間隔 Δt のヒストグラム。黒は 327 個のパルス間隔、赤色は休止期間を除外した 285 個のヒストグラム。はみ出して見える黒の部分が休止期間に相当する。

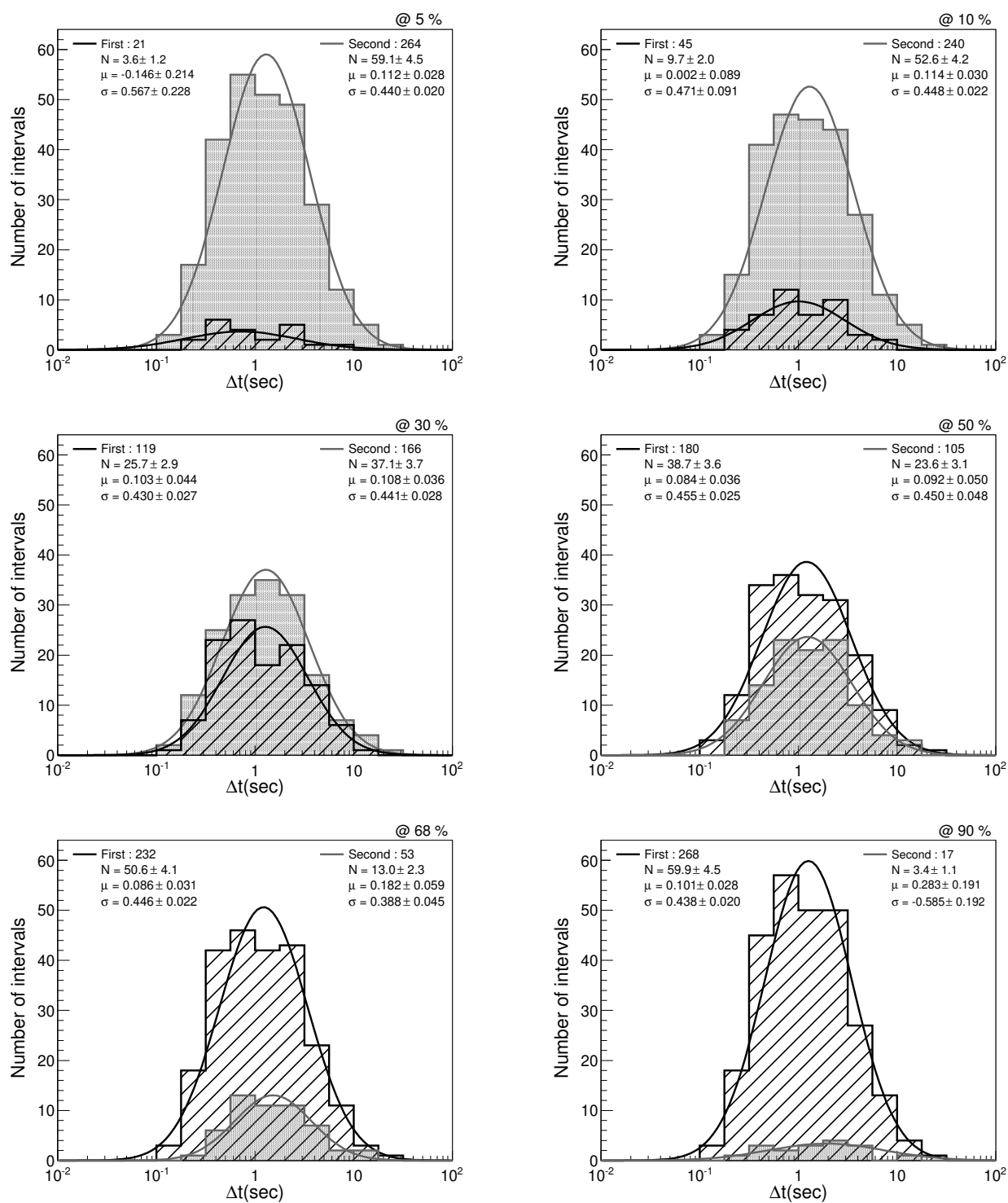


図 3.3 トリガー時刻からある時間が経過したタイミングで前半と後半に分けた 2 つのパルス間隔のヒストグラム。前後半それぞれに対するベストフィットの値を左上 (前半) と右上 (後半) に示している。

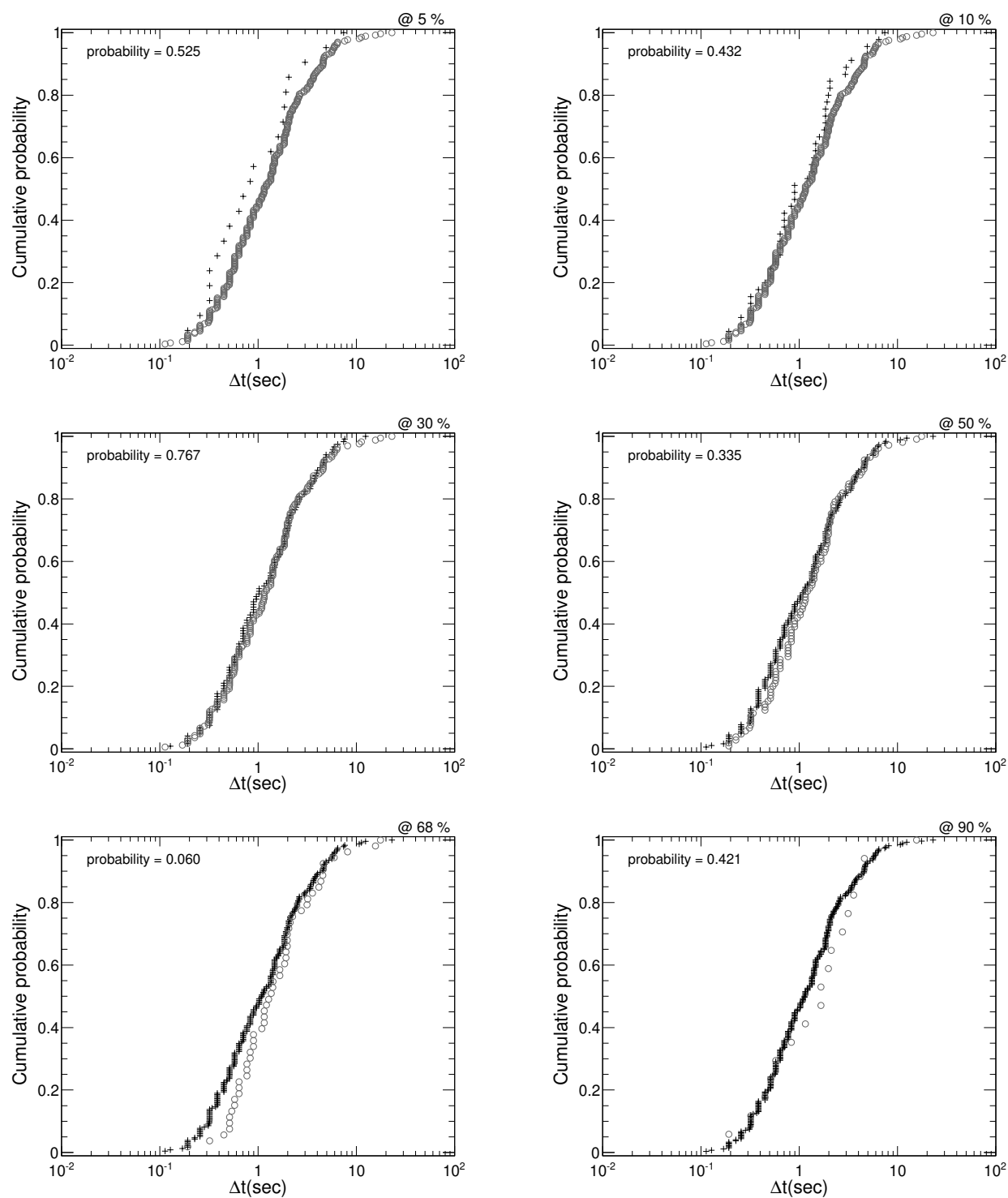


図 3.4 トリガー時刻からある時間が経過したタイミングで前半と後半に分けた 2 つのパルス間隔の累積頻度分布。左上の値は KS 検定で得られた確率。

第 4 章

残光放射のスペクトル解析

1.4 節で述べたように LGRB の残光スペクトルから見積もられる母銀河におけるガス-ダスト比は、天の川銀河 (MW)、大マゼラン雲 (LMC)、小マゼラン雲 (SMC) に存在する ISM の観測から得られるガス-ダスト比よりも大きな値を示すことが分かっている。本章では *Swift*/XRT と地上の可視・近赤外望遠鏡の観測データを用いて、SGRB の残光放射のスペクトル解析を行い、SGRB の周辺もしくは母銀河におけるガス-ダスト比について調査した結果 (Yoshida et al., 2019) をまとめる。

4.1 イベントセレクション

2017 年 8 月末までに XRT で観測された赤方偏移が分かっている SGRB の観測データを使用した。 $T_{90} < 2$ s の通常の SGRB に加えて、プロンプト放射に続く軟 X 線超過放射 (1.1.4 節) により $T_{90} > 2$ s の SGRB イベントもデータサンプルに加えた。4.2 節で述べる解析を行うため、地上望遠鏡によって異なる時間で 2 回以上観測された波長バンドを最低 1 つ含む、2 バンド以上で可視・近赤外残光が観測された SGRB を選び出した。その結果、データサンプルは表 4.1 にまとめた 9 個の SGRB である。

表 4.1 SGRB のサンプルリスト。

GRB	z	$N_{\text{H}}^{\text{gal}}$ (10^{20} cm^{-2})	$A_{\text{V}}^{\text{gal}}$ (mag)	Epoch (sec)
050724	0.258	27.7	1.61	41783
051221A	0.5465	7.52	0.18	184701
070724A	0.457	1.21	0.04	10872
090510	0.903	1.77	0.05	28267
130603B	0.3564	2.1	0.06	52714
140903A	0.351	3.26	0.09	47117
150423A	1.394	1.77	0.08	15300
150424A	0.3	6.02	0.16	57903
170428A	0.454	6.95	0.16	3660

4.2 解析手法

スペクトル解析のモデルフィットにおいて、べき指数と減光量のパラメータは縮退しているため、観測データが乏しい SGRB の可視・近赤外線残光データだけでは、自由度が低く減光量を正確に計算することができない。そこで本研究では X 線のデータも含めた広帯域スペクトルを作成してモデルフィットを行う。先行研究では可視・近赤外線のデータのみの場合と X 線のデータも含めた場合で、モデルフィットで求めた減光量に違いがないことが確認されている (Covino et al., 2013)。

4.2.1 可視・近赤外線データ

GCN^{*1}や出版された論文を参照し、9 個の SGRB の可視・近赤外残光の観測データを収集した。観測データのリストは付録 A にまとめた。NASA/IPAC Infrared Science Archive^{*2}(Schlegel et al., 1998; Schlafly & Finkbeiner, 2011) のデータベースを利用して、天の川銀河でのダストによる減光量 A_V^{gal} を各 GRB について求め (表 4.1)、図 1.20 に示した MW の減光曲線を利用して観測値を銀河系内ダストによる減光を受ける前のフラックス密度に補正した。

GRB 残光は時間のべき乗で減光するため、各バンドの観測データを任意のある 1 つの時間における明るさに補正する必要がある。本解析では 6 つの GRB はほぼ同時刻に複数のバンドで観測されており、データの測定誤差に対して各バンドの観測時刻の差が無視できる程度であったため、観測データをそのまま広帯域スペクトルとして扱った。一方、残りの 3 つの GRB は同時刻の観測データがないため、べき関数でフィッティングを行い、内挿および外挿が最小限になる時刻でのフラックス密度を推定した。広帯域スペクトルの基準時刻は表 4.1 にまとめた。

4.2.2 X 線データ

SGRB の X 線残光データとして XRT の PC モードの観測データを用いた。観測データは *Swift* のデータアーカイブ^{*3}から取得した。まず、GRB のソース領域を直径が 20 ピクセル (47 arcsec) の円、バックグラウンド領域を 40 ピクセル (94 arcsec) の円周とソース領域の円周で囲まれた円環で定義した (図 4.1)。これらは *Swift* XRT Users Guide Version1.2^{*4}で推奨されている。次に XSELECT (ver2.4)^{*5}を用いて、定義した領域からライトカーブとスペクトルデータを抽出した。

Kagawa et al. (2019) によると X 線残光のスペクトルは有意な時間変化が見られないため、本解析では S/N 比を最大化するために PC モードの全時間の平均スペクトルを解析に用いた。ライトカーブに対して、節 4.2.1 で GRB ごとに設定した時刻を含む範囲でべき関数でフィッティングを行い、時間平均スペクトルのノルムを広帯域スペクトルの時刻に合わせて再規格化した。

^{*1} GRB の検出や追観測等の観測情報を準リアルタイムで共有できるサーキュラーシステム (<https://gcn.gsfc.nasa.gov/>)。

^{*2} <https://irsa.ipac.caltech.edu/applications/DUST/>。

^{*3} http://www.swift.ac.uk/swift_portal/

^{*4} <https://swift.gsfc.nasa.gov/analysis/>。

^{*5} <https://heasarc.nasa.gov/ftools/xselect/>。

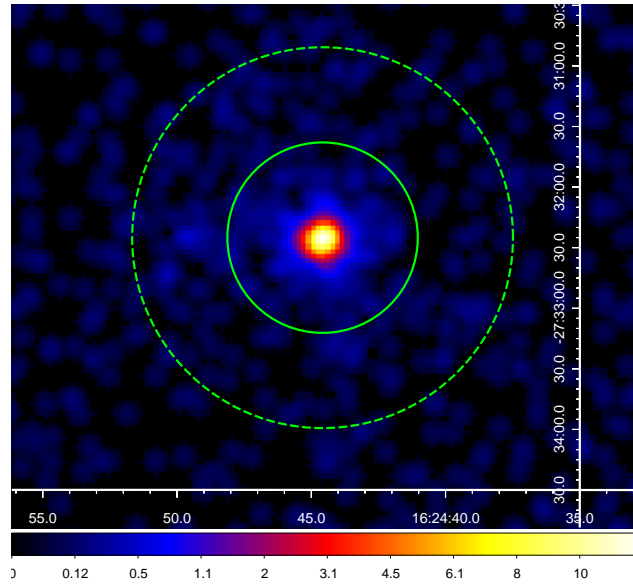


図 4.1 GRB を観測した XRT のイメージ例。実線で囲まれた円をソース領域、実線と点線で囲まれた円環をバックグラウンド領域と定義した。

4.2.3 スペクトル解析

X 線スペクトルに対しては、抽出したソース領域とバックグラウンド領域のスペクトルデータの他に、観測データの ADU 値を光子のエネルギーに変換するための Response Matrix File (RMF)、残光の検出位置に応じた有効面積を換算するための Ancillary Response File (ARF) が必要となる。RMF は NASA が用意しているデータベースの CALDB^{*6}を利用し、ARF は *Swift* のデータ解析ソフトウェアで用意されている `xrtmkarf` (ver0.6.3) コマンドで作成した。スペクトル解析は XSPEC (ver12.9.0)^{*7}を使用した。フィットモデルは本解析ツールに用意されているものを用いた。

標準的な外部衝撃波モデル (Sari et al., 1998; Granot & Sari, 2002) に基づいて、powerlaw モデルと `bknpower` モデルを適用した。X 線の spectral index (β_X) はべき関数の photon index (Γ) と $\beta_X = 1 - \Gamma$ の関係がある。このとき、可視・近赤外線の spectral index (β_{opt}) は、powerlaw モデルでは $\beta_{\text{opt}} = \beta_X$ 、`bknpower` モデルでは $\beta_{\text{opt}} = \beta_X - 0.5$ とした。後者はシンクロトロン放射の冷却振動数が可視・近赤外線と X 線帯域の間に位置する場合に対応している。

天の川銀河と母銀河における光電吸収のモデルとして、`phabs` と `zphabs` を適用した。天の川銀河における水素柱密度 $N_{\text{H}}^{\text{gal}}$ は Willingale et al. (2013) の結果を基にした UK Swift Science Data Centre^{*8}のデータベースを用いて各 GRB ごとに値を計算し、固定パラメータとした (表 4.1)。母銀河の水素柱密度 $N_{\text{H}}^{\text{rest}}$ は、太陽組成を仮定して計算した。これらの単位は $10^{22} \text{ atoms cm}^{-2}$ である。

母銀河でのダストによる減光量 (A_V^{rest}) は、`zdust` モデルを用いて計算した。このモデルでは MW、LMC、SMC でのダストによる減光曲線モデル (Pei, 1992) が用意されており、3 つ全てのモデルを適用した。ただし、本解析で用いる可視・近赤外線データの波長域では 3 つの減光曲線にほとんど違いがなく、表 B.1 に示すようにほぼ同等のフィット結果が得られた。従って、節 4.3 では MW の減光曲線モデ

^{*6} <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/heasarc/caldb/>。

^{*7} <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/xanadu/xspec/>。

^{*8} <http://www.swift.ac.uk/analysis/nhtot/index.php>。

ルを用いた結果を示す。

4.3 解析結果

図 4.2 に可視・近赤外線と X 線のライトカーブを示す。黒の点線は広帯域スペクトルを作成した時刻、実線はベストフィット結果である。GRB 050724 では X 線フレアのタイミングで他バンドでの観測が行われているが、Berger et al. (2005) (see also Malesani et al. (2007)) の報告によれば、可視・近赤外線と X 線は同一の放射起源と考えられるため、この時刻を広帯域スペクトルの基準とした。GRB 150423A では 2 つの時刻で他バンドの観測が行われているが、早期の観測 (240 秒) では軟 X 線超過成分が観測されているため (Kisaka et al., 2017; Kagawa et al., 2019)、約 15300 秒を広帯域スペクトルの基準時刻とした。

スペクトル解析のベストフィット結果を表 4.3 と図 4.3 に示す。2 つの GRB (GRB 130603B, 10424A) では bknpower モデルの方が powerlaw モデルよりもデータを良く再現した。この結果は先行研究と無矛盾である (de Ugarte Postigo et al., 2014; Knust et al., 2017)。

図 4.4 は $N_{\text{H}}^{\text{rest}}$ と $A_{\text{V}}^{\text{rest}}$ の関係を示す散布図である。今回解析した 9 つの SGRB の結果と LGRB について調べた Covino et al. (2013) の結果も示している。黒線で示している MW の典型的なガス-ダスト比は、 $\log(N_{\text{H}}^{\text{rest}}/E(B-V)) = 21.76 \pm 0.12$ (Welty et al., 2012)。SGRB のガス-ダスト比は LGRB よりも系統的に低く、MW の値とおおよそ一致していることが分かる。

表 4.2 スペクトル解析のフィッティング結果。

GRB	$N_{\text{H}}^{\text{rest}}$ (10^{21} cm^{-2})	$A_{\text{V}}^{\text{rest}}$ (mag)	β_{X}	E_{bk} (eV)	χ^2 (dof)	Null hypothesis probability
050724	< 0.21	< 0.12	$-0.74^{+0.01}_{-0.01}$	—	40 (31)	0.121
051221A	$0.56^{+0.31}_{-0.29}$	$0.81^{+0.37}_{-0.36}$	$-0.83^{+0.06}_{-0.06}$	—	44 (46)	0.544
070724A	$4.03^{+0.73}_{-0.63}$	$1.89^{+0.31}_{-0.30}$	$-0.77^{+0.02}_{-0.02}$	—	23 (19)	0.226
090510	$1.53^{+0.28}_{-0.26}$	$0.07^{+0.07}_{-0.07}$	$-0.84^{+0.02}_{-0.02}$	—	107 (85)	0.051
130603B	$2.99^{+0.30}_{-0.36}$	$1.14^{+0.10}_{-0.10}$	$-0.98^{+0.08}_{-0.07}$	8^{+19}_{-6}	48 (49)	0.498
140903A	$1.53^{+0.31}_{-0.28}$	$0.79^{+0.23}_{-0.24}$	$-0.80^{+0.03}_{-0.03}$	—	49 (39)	0.128
150423A	$1.59^{+1.50}_{-1.17}$	< 0.55	$-0.76^{+0.03}_{-0.03}$	—	6 (7)	0.536
150424A	$0.32^{+0.23}_{-0.22}$	< 0.15	$-1.01^{+0.07}_{-0.07}$	59^{+82}_{-34}	66 (46)	0.027
170428A	< 2.55	< 0.09	$-0.73^{+0.03}_{-0.02}$	—	8 (7)	0.344

* 誤差は 68%、上限値は 90% 信頼区間における値を示す。

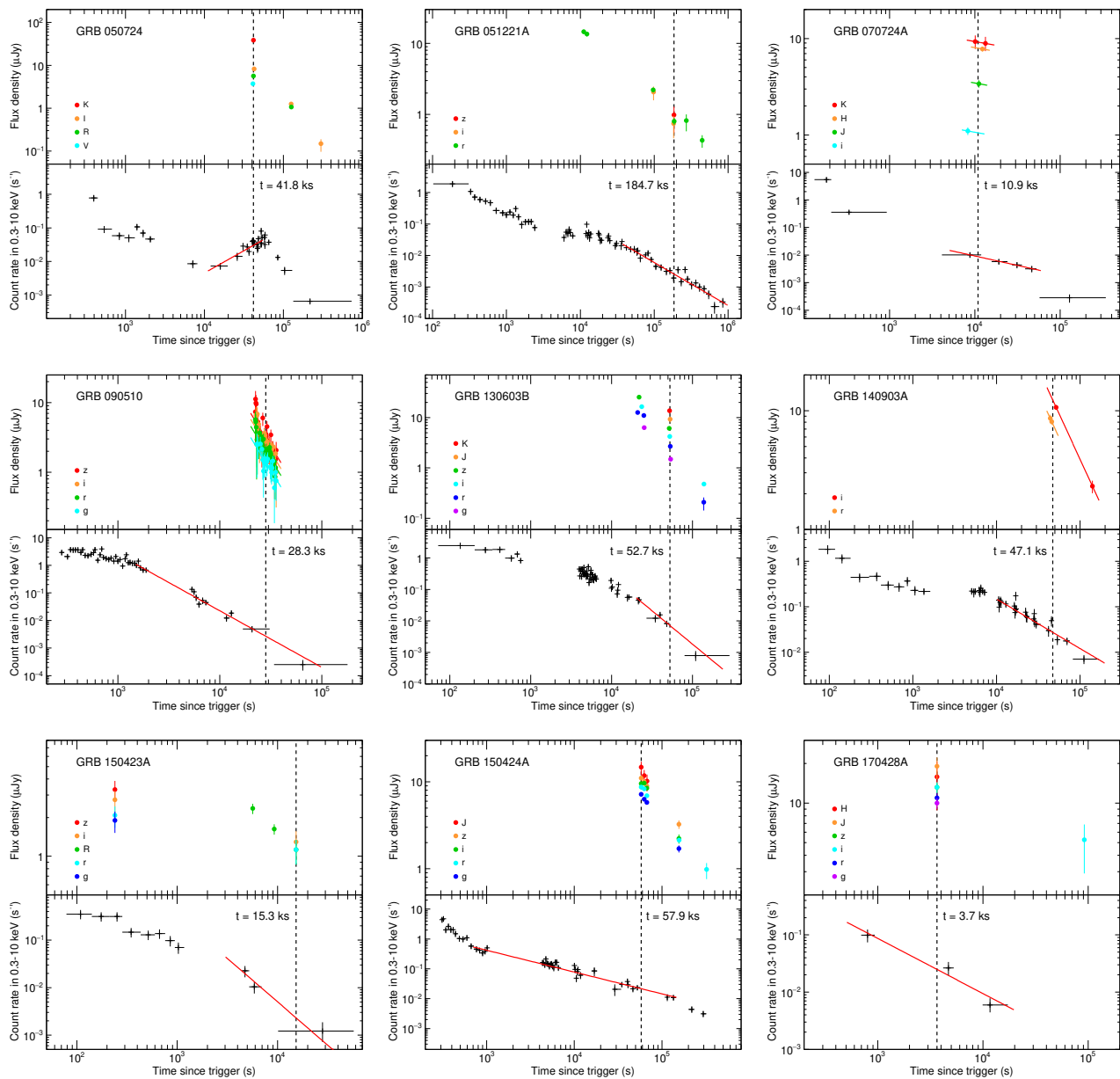


図 4.2 可視・近赤外線と X 線のライトカーブ。実線はべき関数のベストフィット、破線は広帯域スペクトルの基準時刻を示している。

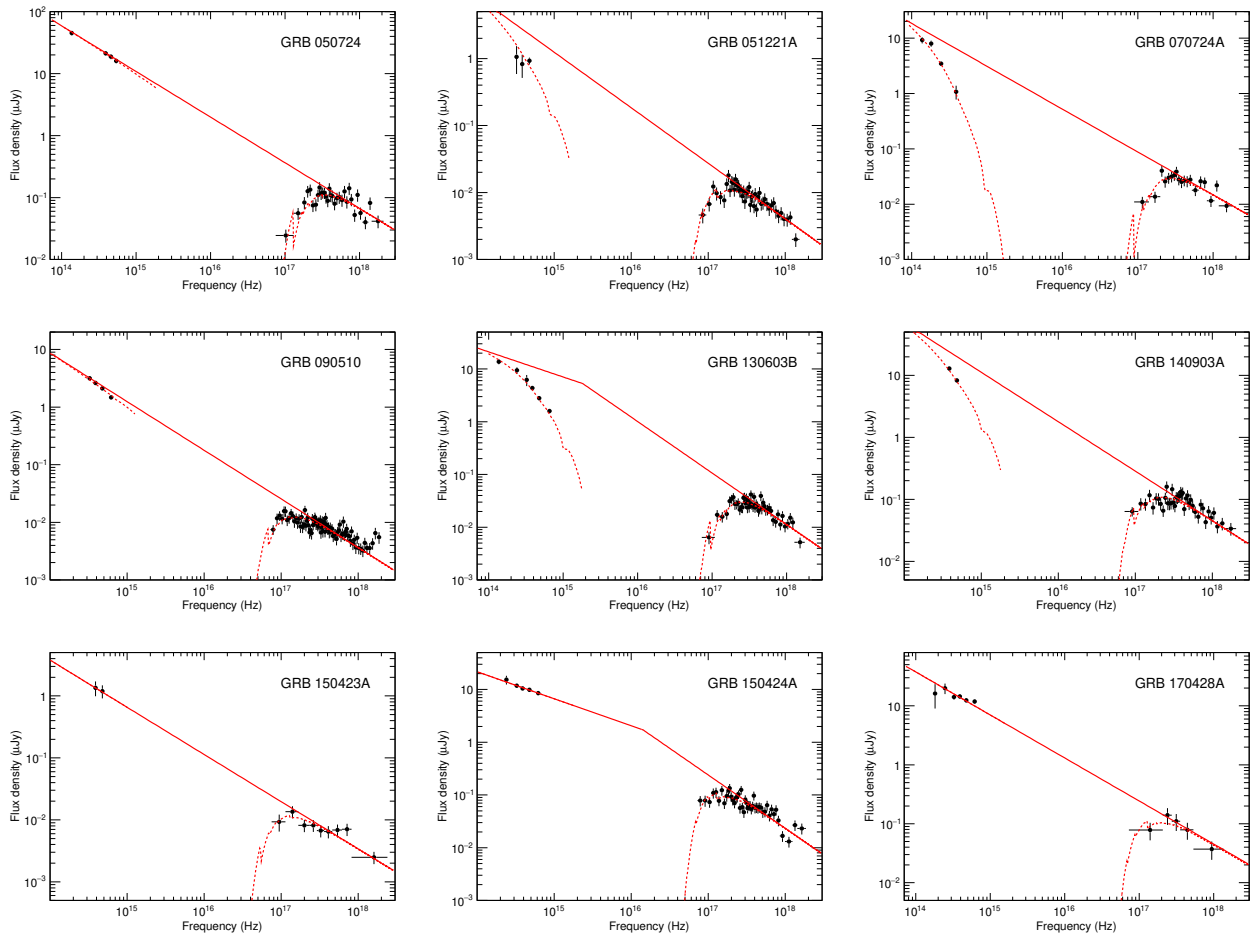


図 4.3 9 個の SGRB の広帯域スペクトル。実線は X 線の吸収と可視の減光を補正した残光放射のベストフィットモデル、点線は吸収と減光を受けた残光放射のベストフィットモデル。

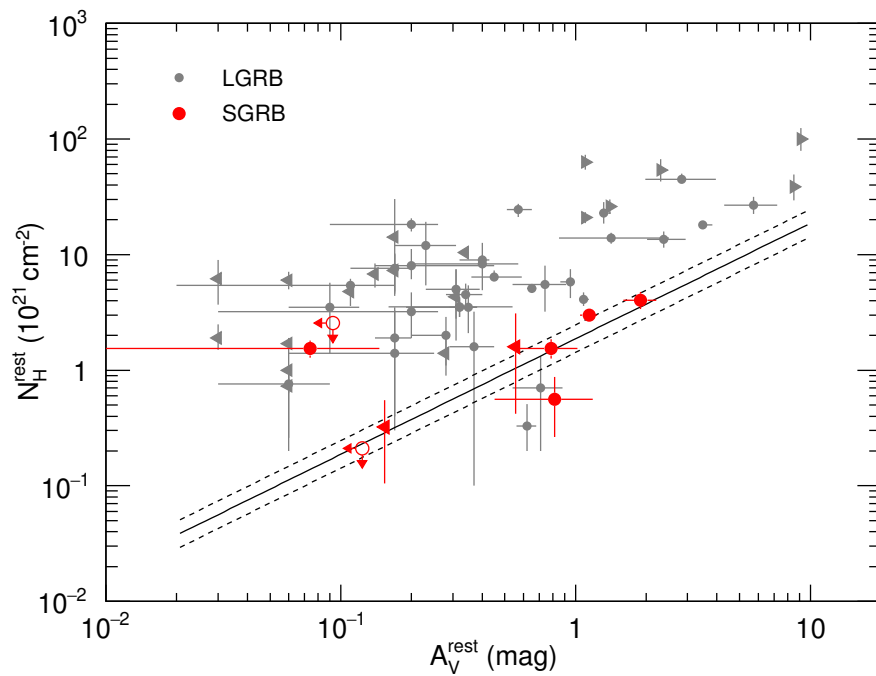


図 4.4 母銀河におけるガス-ダスト比。赤色のプロットは今回解析した 9 つの SGRB の結果、グレーのプロットは LGRB の結果 (Covino et al., 2013) を示している。三角は 90% 信頼区間における上限値と下限値を示している。実線は天の川銀河における典型的なガス-ダスト比、破線は標準偏差を表している (Welty et al., 2012)。

第 5 章

議論

5.1 プロンプト放射のパルス解析

5.1.1 超新星爆発が付随している GRB

これまでの研究で、GRB と極超新星が同時に観測された例が複数存在することから、LGRB の起源は大質量星の崩壊であると認識されている。特に明確な例としては、図 1.12 に示した GRB 030329/SN 2003dh ($z = 0.168$) の例である。しかしながら、それよりも近い距離で発生した GRB 060614 ($z = 0.125$) では超新星爆発の兆候は一切観測されず、先の例と比べても 1/100 以下の明るさであるという上限値が抑えられている (Della Valle et al., 2006)。したがって、3 章で扱ったサンプルが超新星を伴わない種族である可能性も考慮し、明確に超新星との同期が確認されているサンプルでも同様の解析を試みた。

Hjorth & Bloom (2012) によると、GRB に超新星が付随しているかどうかは以下の 5 段階の評価に分類される。2015 年末までに見つかっている GRB-SN イベントの中で、A C に分類されている 16 イベントの情報を表 5.1.1 にまとめる (Cano et al., 2017)。5 つの GRB は光度や最大フラックスが低いいためイメージトリガーで検出されている。これらの GRB は 64 ms の時間スケールではライトカーブに有意な時間変動が見られない。また GRB 130427A は明るいバーストではあるが、*Swift* 衛星が姿勢を変えている最中にバーストの発生を検出しており、*Fermi*/GBM は BAT のトリガー時刻の 51 秒前にバーストを検出している。BAT チームはプロンプト放射の途中から観測した可能性があることを報告している (Barthelmy et al., 2013)。従って、これらの 6 イベントを除いた 10 イベントに対してパルス解析を行う。この中で、 $Fluence \geq 5 \times 10^{-6} \text{ erg cm}^{-2}$ と $T_{90} \geq 10 \text{ s}$ を満たしているのは GRB 090618、080319B、130831A だけであるが、サンプル数を確保するため 10 イベント全て使用する。

表 5.1 GRB に付随している超新星の兆候の 5 段階評価。

Grade	Criteria
A	分光観測により超新星の確実な証拠が観測されている。
B	測光観測により残光放射のライトカーブに超新星由来の明らかなバンプ構造が確認され、分光観測により超新星の兆候が観測されている。
C	赤方偏移が測定されており、残光放射のライトカーブに明らかなバンプ構造が確認されている。
D	残光放射のライトカーブに明らかなバンプ構造が確認されているが、赤方偏移が不明であるか観測が不十分。
E	残光放射のライトカーブにわずかにバンプ構造が見えている。

表 5.2 超新星爆発が付随している GRB のリスト。

GRB	Fluence (10^{-7} erg cm $^{-2}$)	$T_{90,obs}$ (s)	Redshift	Trigger	Grade
050525A	153	9.0	0.606	rate	B
060218A	15.7	2100	0.033	image	A
060904B	16.2	190.3	0.703	rate	C
080319B	81.0	60.0	0.937	rate	C
081007	7.1	7.81	0.5295	rate	B
090618	1050	113.6	0.54	rate	C
091127	90	8.1	0.49	rate	B
100316D	3	1300	0.059	image	A
101219B	21	34	0.5519	image	A/B
111209A	360	10000	0.677	image	B/C
120422A	2.3	4.7	0.28253	rate	A
120714B	12	158.3	0.3984	image	B
130215A	54	59.3	0.597	rate	B
130427A	3100	60	0.3399	image	B
130831A	65	32.7	0.479	rate	A/B
150818A	41	130.3	0.282	rate	B

ピークサーチの結果、GRB 080319B から 37 個、その他の 9 イベントから 18 個のパルスを抽出した。そこで、初めに GRB080319B に注目してパルス間隔を調査する。図 5.1.1 に示すように、GRB 080319B のパルス間隔の分布は中心値が $\mu = -0.14 \pm 0.06$ ($\Delta t \sim 0.72$ s)、標準偏差が $\sigma = 0.33 \pm 0.06$ ($0.34 - 1.5$ s at 1σ confidence level) の対数正規分布で書ける。ライトカーブを前後半に分けてパルス間隔の時間発展を調べたところ、 T_{90} の 49% から 53% の時間が経過したところでライトカーブを区切った時に、最も異なる分布を示している可能性が高かった。このときのパルス間隔のヒストグラムと累積頻度分布を図 5.1.1 に示す。KS 検定の結果、GRB 080319B の変動の有意性は 2.3σ 以下であった。次に他の 9 イベントから抽出した 18 個のパルスについても同様の解析を行ったが、パルス間隔の分布に時間的な進化は見られなかった。

これまでの結果から、ライトカーブにおけるパルスの発生間隔という観点では時間による変化は無く、ジェットと親星の相互作用の兆候は見られないという結論に至った。ただし、今回の解析では統計数を確保するために、 T_{90} で規格化したタイミングを用いてライトカーブを前後半に区切り、それぞれから抽出したパルス間隔をまとめて評価している。従って、GRB ごとにジェットが親星を突き破るタイミングが T_{90} に依らずばらばらである場合は、原理的に分布の違いを検出できない。一方で、Margutti et al. (2008) では power spectrum を用いた時間変動解析において、バーストの前半は 0.1 s 程度の変動、後半は 0.7 s 程度の変動を示しており、時間的な変化があると報告されている。このイベントのように、プロンプト放射が長時間観測されているイベントに対して個別にライトカーブを調査すれば、ライトカーブの前後半で違いが見える可能性がある。

また、今回の解析手法では 100 ミリ秒以下の時間変動を検出することはできず、本解析ではおよそ 1 秒スケールの変動を示すパルス間隔について調査した。一方で、ミリ秒スケールの中心エンジンの時間変動がライトカーブに現れるという報告もあるため (Morsony et al., 2010)、ミリ秒スケールの時間変動に着目し、どこかのタイミングでその変動性に違いがないか調べる研究も重要となる。

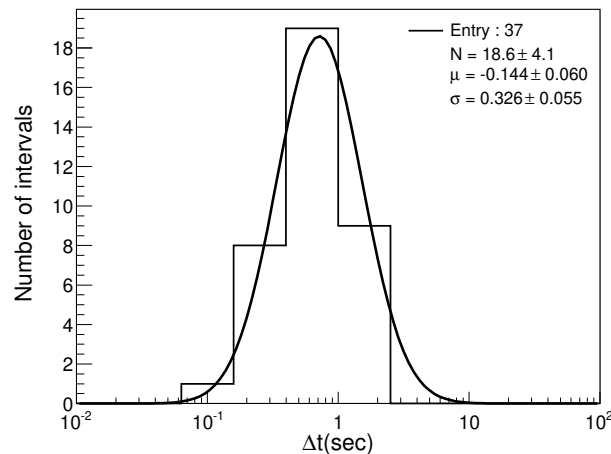


図 5.1 GRB 080319B のパルス間隔のヒストグラム。右上に対数正規分布のベストフィットの結果を示している。

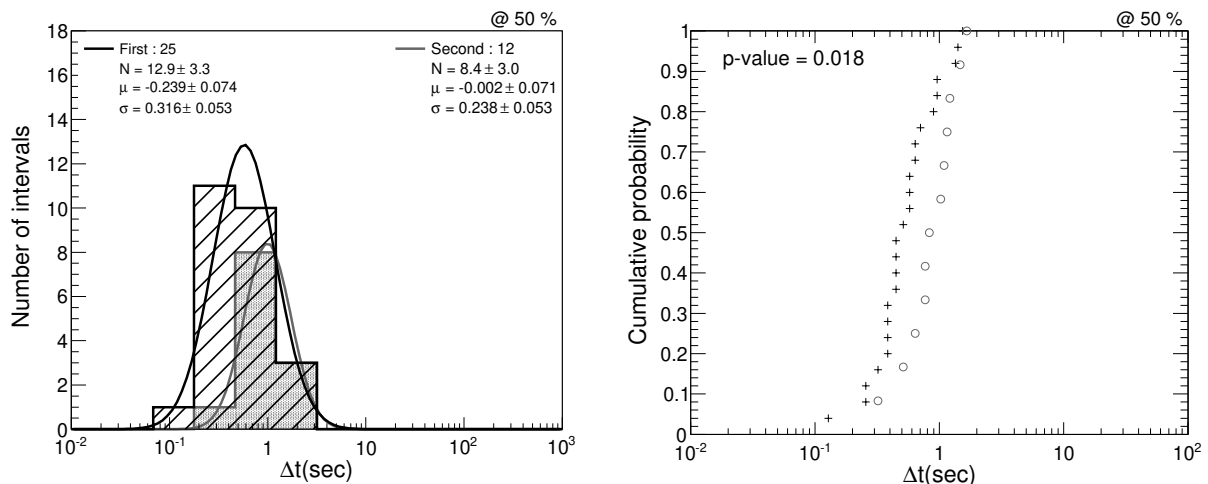


図 5.2 トリガー時刻から T_{90} の 50% の時間経過で前後半に分けたパルス間隔のヒストグラムと累積頻度分布。

5.1.2 中心エンジンの活動性

これまでパルスの発生間隔は、中心エンジンの活動がライトカーブに反映していると考える内部衝撃波モデルによって解釈されてきた。一方で 1.3.2 節で示したように、光球放射モデルでも中心エンジンの活動性がライトカーブに現れることが分かってきた。そこで本解析で得られた観測的事実と中心エンジンの活動性が放射に与える影響を研究した数値シミュレーションの結果を比較することで、どのような中心エンジンならば観測と整合するかを調べる。今回得られた観測的事実としてはパルスの時間スケールが ~ 1 s で対数正規分布に従うことである。

数値シミュレーションは 3 つの中心エンジン (ジェット) モデルを考慮する。1 つ目は定常ジェットモデル、2 つ目は周期的ジェットモデル、3 つ目はランダム変動ジェットモデルである。定常ジェットモデルでは、定常的なエネルギー注入を受けたジェット (中心エンジン) により、ライトカーブは緩やかな時間変動を示す (Morsony et al., 2010; López-Cámara et al., 2014; Ito et al., 2015)。しかし、1 秒程度の時間変動を作り出すことはできないため、通常の GRB に対するモデルとしてはそぐわない。

周期的ジェットモデルは 2 つの場合を考える。1 つは 1.3.2 節で示したエネルギーの注入は定常的だが、ジェットが歳差運動をしているモデル (Ito et al., 2015)、もう 1 つはエネルギーが周期的に注入されるモデル (López-Cámara et al., 2014, 2016) である。これらのモデルではジェットが親星を突き破る前後に関わらず、条件として与えた周期性がほぼそのままライトカーブに現れているため、中心エンジンの活動の時間スケールが 1 秒程度の対数正規分布を満たすならば、本解析の結果とは無矛盾である。しかし、フーリエ解析によってライトカーブの時間変動を調査した先行研究 (e.g., Guidorzi et al., 2016) によると、ライトカーブのフーリエパワースペクトルは 1 つのべき関数が折れ曲がりのある 2 つのべき関数で表され、特徴的な周波数は存在しない。

ランダム変動ジェットモデルではエネルギーが 0 秒から 4 秒の間でランダムな間隔でパルス的に注入される中心エンジンを仮定しており (López-Cámara et al., 2016)、ライトカーブにもそのパルス間隔のまま変動性が現れている。従って、1 秒スケールの対数正規分布に従うような間隔のパルス状にエネルギーが注入されるような中心エンジンならば、観測と整合性が取れる。

これまで見てきたように、現状のモデルでは中心エンジンの活動性がそのままライトカーブに現れるため、1 秒スケールの間隔でパルスが発生しているライトカーブを再現するためには、中心エンジンもそのような活動性を持っていなければならない。逆を言えば、中心エンジンの活動が定常的であるならば、現状の光球放射モデルは修正が必要である。実際、観測されている非熱的スペクトルの再現性もまだ低い。ただし、現状の数値シミュレーションではシンプルなモデル計算しか行われていない。今後、逆コンプトン散乱過程や角度によって異なるローレンツ因子を持つような構造のジェットモデル等、より詳細な計算が行われることが期待される。ゆえに、本解析で行ったような最新の数値シミュレーションの結果を観測的事実と照らし合わせ、理論モデルを検証する作業は、GRB の放射機構を解明する上で今後も重要となる。

5.2 SGRB の母銀河における水素原子柱密度

$N_{\text{H}}^{\text{rest}}$ についてサンプルバイアスがないか調べるために、XRT で観測された赤方偏移が分かっている全ての SGRB に対して X 線スペクトル解析を行った。サンプルは既に解析した 9 つの SGRB を除いて 20 イベントあり、表 5.3 にサンプルのリストと解析結果をまとめた。図 5.3 は可視・近赤外残光が観測されている 9 個の SGRB と追加の 20 個の SGRB の水素原子柱密度の分布 (上限値は含んでいない) を示している。2 つの分布はそれぞれ対数正規分布で表すことができる。累積頻度分布を作成して KS 検定を行ったところ P 値は 0.79 あり、9 つの SGRB は $N_{\text{H}}^{\text{rest}}$ に関して無バイアスサンプルであることが示された。

9 つの SGRB においては MW のガス-ダスト比に近い値を示していると言える。この結果は、残光放射の主たる吸収体が母銀河の ISM であることを意味している。言い換えれば、SGRB は LGRB とは異なり、星生成領域ではなく ISM の一般的な物質環境下で発生していると考えられる。この示唆は、超新星爆発の際のキックによって、コンパクト連星が誕生した領域から離れるという理論予想と無矛盾であり、初の観測的な証拠と成り得る。

$N_{\text{H}}^{\text{rest}}$ は視線上の母銀河に存在する ISM の量を表している。本解析では、SGRB の約半分は $N_{\text{H}}^{\text{rest}}$ がゼロコンシステントであり、これらの SGRB は ISM による吸収をほとんど受けないような、銀河の端や銀河の外で発生していると解釈できる。また、連星中性子星合体イベントの GW 170817 と同期している GRB 170817A は、銀河の有効半径内に位置しているにも関わらず、X 線の吸収と可視光の減光は有意に検出されていない (Levan et al., 2017; Pooley et al., 2018)。このイベントは我々観測者側の銀河の端で発生したと考えられる。このように $N_{\text{H}}^{\text{rest}}$ は視線方向の銀河とのオフセットの指標にも成り得る。

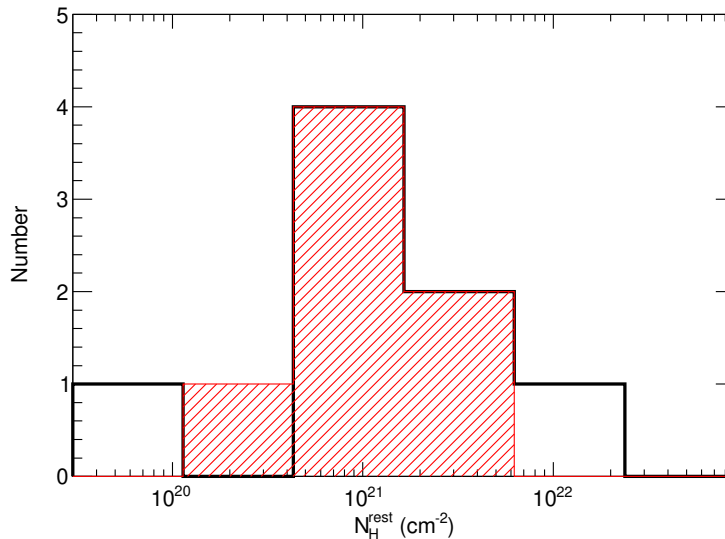


図 5.3 GRB の母銀河における水素原子柱密度。赤は可視・近赤外残光が観測されている 9 個の SGRB、黒は追加で解析した 20 個の SGRB の分布を表す。

表 5.3 追加で解析を行った 20 個の SGRB のリスト。

GRB	z	$N_{\text{H}}^{\text{gal}}$ (10^{20} cm^{-2})	$N_{\text{H}}^{\text{rest}}$ (10^{21} cm^{-2})
060614	0.125	2.09	$0.11_{-0.01}^{+0.01}$
060801	1.131	1.45	< 1.4
061006	0.4377	25.1	< 2.3
061201	0.111	6.8	< 0.32
070714B	0.923	9.82	$0.87_{-0.57}^{+0.62}$
070809	0.2187	8.62	< 1.1
071227	0.383	1.31	< 3.0
080123	0.495	2.52	< 1.7
080905	0.121	13.5	$1.28_{-0.77}^{+0.91}$
090426	2.609	1.58	< 3.0
090530	1.266	1.84	$2.20_{-0.76}^{+0.81}$
100117A	0.915	2.97	$1.11_{-0.97}^{+1.13}$
100625A	0.453	2.23	< 0.66
100816A	0.804	5.70	$1.24_{-0.57}^{+0.63}$
101219A	0.718	5.91	$4.39_{-3.35}^{+3.69}$
111117A	2.211	4.12	$17.5_{-8.1}^{+9.8}$
160228A	1.64	8.98	< 11
160410A	1.717	1.8	< 11
160624A	0.483	9.31	< 17
160821B	0.16	5.95	< 0.53

* 上限値は 90% 信頼区間における値を示す。

第 6 章

結論

本研究では、*Swift* 衛星の観測データを用いて LGRB のプロンプト放射と SGRB の残光放射について解析を行った。BAT のデータを用いた LGRB の中心エンジンの活動性を探る解析では、赤方偏移が分かっている 56 イベントのパルス間隔を測定し、その分布が中心値約 1 秒の対数正規分布で再現できることを示した。ライトカーブを任意のタイミングで前後半に区切り、パルス間隔の分布が時間的に変動しないかを調査したが、有意な変動はなかった。このことから、パルスの発生間隔という観点では、光球放射モデルの数値計算で予想されるような、ジェットと親星の相互作用の影響はライトカーブに影響しないことを確認した。本研究によって、現状の光球放射モデルで観測事実を再現するためには中心エンジンが 1 秒スケールの活動性を持たなければならないことを示した。もしくは、中心エンジン以外で 1 秒スケールの時間変動を作るようなモデルを考える必要があることを提言した。

SGRB の残光解析では、同じく赤方偏移が分かっており、X 線に加えて可視・近赤外線でも残光が観測されているイベントとして、XRT で観測された SGRB のスペクトルデータを解析した。SGRB では初めてガス-ダスト比について系統的な解析を行い、MW の ISM が示すガス-ダスト比に近い値になることを示した。この結果から、SGRB は ISM の典型的な物質環境下で発生していることが示唆され、LGRB とは異なり SGRB の近傍領域は物質密度が高い星生成領域ではないということを示している。このことは超新星爆発の際のキックによって、コンパクト連星が誕生した領域から離れるという理論予想と無矛盾であり、初の観測的な証拠と成り得る。また、スペクトル解析で得られる $N_{\text{H}}^{\text{rest}}$ が ISM の量に対応しているならば、母銀河内での空間分布の指標に成り得る。SGRB の起源は連星中性子星の合体であると考えられているため、SGRB の銀河内における空間分布を知ることは、連星中性子星の固有運動や合体時間を理解することにも繋がる。したがって、今後の重力波と X 線の連携観測の中で、 $N_{\text{H}}^{\text{rest}}$ が重要な観測パラメータであることを示した。

付録 A

表 A.1: 9 個の SGRB の可視・近赤外残光の観測データリスト

GRB	Filter	δt^1 (sec)	Flux ² (μJy)	Reference ³
050724	<i>K</i>	41760	$38.7^{+1.4}_{-1.4}$	(a)
	<i>I</i>	42517	$8.2^{+0.2}_{-0.2}$	(b)
		125420	$1.3^{+0.1}_{-0.1}$	(b)
		298980	$0.15^{+0.05}_{-0.04}$	(b)
	<i>R</i>	41797	$5.7^{+0.2}_{-0.2}$	(b)
		126160	$1.1^{+0.1}_{-0.1}$	(b)
	<i>V</i>	41070	$3.7^{+0.1}_{-0.1}$	(b)
051221A	<i>z</i>	184697	$0.98^{+0.44}_{-0.30}$	(c)
	<i>i</i>	97986	$2.1^{+0.5}_{-0.4}$	(c)
		183522	$0.74^{+0.28}_{-0.21}$	(c)
	<i>r</i>	11120	$14.6^{+1.1}_{-1.0}$	(c)
		12277	$13.6^{+1.0}_{-1.0}$	(c)
		97001	$2.2^{+0.2}_{-0.2}$	(c)
		185890	$0.80^{+0.09}_{-0.08}$	(c)
		272419	$0.82^{+0.24}_{-0.19}$	(c)
070724A ⁴		445116	$0.43^{+0.09}_{-0.08}$	(c)
	<i>K</i>	10080	$9.3^{+1.5}_{-1.5}$	(d)
		13320	$8.9^{+1.5}_{-1.5}$	(d)
	<i>H</i>	12240	$7.8^{+0.4}_{-0.4}$	(d, e)
	<i>J</i>	11160	$3.4^{+0.3}_{-0.3}$	(d, e)
	<i>i</i>	8280	$1.1^{+0.1}_{-0.1}$	(d)
090510	<i>z</i>	22299	$7.4^{+5.0}_{-3.0}$	(f)
		22401	$11.3^{+5.0}_{-3.5}$	(f)
		22609	$9.9^{+4.4}_{-3.1}$	(f)
		22743	$9.5^{+2.8}_{-2.2}$	(f)
		23639	$5.3^{+1.8}_{-1.4}$	(f)
		24093	$4.0^{+2.0}_{-1.4}$	(f)
		24984	$3.6^{+1.4}_{-1.0}$	(f)

表 A.1: (Continued)

GRB	Filter	δt^1 (sec)	Flux ² (μ Jy)	Reference ³
		25889	$2.4^{+1.2}_{-0.8}$	(f)
		26335	$6.0^{+1.4}_{-1.2}$	(f)
		27234	$3.5^{+1.1}_{-0.8}$	(f)
		28125	$2.6^{+1.0}_{-0.7}$	(f)
		28569	$3.2^{+1.1}_{-0.8}$	(f)
		29024	$4.5^{+1.1}_{-0.9}$	(f)
		29475	$2.8^{+1.3}_{-0.9}$	(f)
		30375	$2.3^{+1.0}_{-0.7}$	(f)
		30831	$2.4^{+1.3}_{-0.8}$	(f)
		31725	$3.4^{+0.8}_{-0.7}$	(f)
		32628	$1.9^{+1.0}_{-0.7}$	(f)
		33077	$2.3^{+0.7}_{-0.5}$	(f)
		35270	$1.5^{+0.7}_{-0.5}$	(f)
		35715	$2.1^{+0.9}_{-0.7}$	(f)
	<i>i</i>	22609	$6.6^{+2.9}_{-2.0}$	(f)
		22931	$5.0^{+2.1}_{-1.5}$	(f)
		23127	$6.5^{+2.5}_{-1.8}$	(f)
		23313	$6.9^{+2.5}_{-1.8}$	(f)
		23639	$4.2^{+1.4}_{-1.0}$	(f)
		24093	$4.9^{+1.0}_{-0.8}$	(f)
		24540	$2.8^{+1.4}_{-0.9}$	(f)
		24984	$3.5^{+1.3}_{-0.9}$	(f)
		25443	$2.6^{+1.1}_{-0.8}$	(f)
		25889	$2.3^{+1.1}_{-0.7}$	(f)
		26780	$2.0^{+0.6}_{-0.4}$	(f)
		27234	$3.6^{+0.7}_{-0.6}$	(f)
		27679	$3.4^{+0.6}_{-0.5}$	(f)
		28125	$2.7^{+0.7}_{-0.6}$	(f)
		28569	$2.9^{+0.8}_{-0.6}$	(f)
		29024	$2.7^{+0.7}_{-0.6}$	(f)
		29475	$2.4^{+0.7}_{-0.6}$	(f)
		29922	$2.3^{+0.8}_{-0.6}$	(f)
		30375	$2.2^{+0.7}_{-0.5}$	(f)
		30831	$2.5^{+0.8}_{-0.6}$	(f)
		31275	$1.9^{+0.4}_{-0.3}$	(f)
		31725	$2.1^{+0.4}_{-0.4}$	(f)
		32170	$1.3^{+0.6}_{-0.4}$	(f)

表 A.1: (Continued)

GRB	Filter	δt^1 (sec)	Flux ² (μJy)	Reference ³
		32628	$2.3^{+0.7}_{-0.5}$	(f)
		33077	$1.8^{+0.6}_{-0.4}$	(f)
		33524	$2.3^{+0.3}_{-0.3}$	(f)
		34369	$1.1^{+0.7}_{-0.4}$	(f)
		35270	$1.9^{+0.6}_{-0.4}$	(f)
		35715	$1.0^{+0.7}_{-0.4}$	(f)
	r	22299	$5.7^{+2.4}_{-1.7}$	(f)
		22503	$5.3^{+2.2}_{-1.6}$	(f)
		22743	$4.4^{+1.6}_{-1.2}$	(f)
		22931	$2.5^{+1.8}_{-1}$	(f)
		23127	$2.9^{+1.8}_{-1.1}$	(f)
		23313	$2.5^{+1.6}_{-1.0}$	(f)
		24093	$2.2^{+0.7}_{-0.5}$	(f)
		24540	$3.7^{+0.7}_{-0.6}$	(f)
		24984	$2.6^{+0.9}_{-0.6}$	(f)
		25443	$3.3^{+0.8}_{-0.6}$	(f)
		25889	$2.8^{+0.7}_{-0.6}$	(f)
		26335	$2.1^{+0.7}_{-0.5}$	(f)
		26780	$3.0^{+0.7}_{-0.6}$	(f)
		27234	$2.2^{+0.6}_{-0.4}$	(f)
		27679	$1.8^{+0.4}_{-0.3}$	(f)
		28125	$1.9^{+0.5}_{-0.4}$	(f)
		28569	$2.1^{+0.5}_{-0.4}$	(f)
		29024	$1.7^{+0.6}_{-0.4}$	(f)
		29475	$2.0^{+0.5}_{-0.4}$	(f)
		29922	$1.9^{+0.5}_{-0.4}$	(f)
		30375	$2.1^{+0.4}_{-0.4}$	(f)
		30831	$2.3^{+0.5}_{-0.4}$	(f)
		31275	$1.9^{+0.5}_{-0.4}$	(f)
		31725	$1.8^{+0.4}_{-0.3}$	(f)
		32170	$1.5^{+0.5}_{-0.3}$	(f)
		32628	$1.6^{+0.4}_{-0.3}$	(f)
		33077	$1.2^{+0.4}_{-0.3}$	(f)
		33524	$1.4^{+0.4}_{-0.3}$	(f)
		34369	$1.4^{+0.4}_{-0.3}$	(f)
		34815	$0.86^{+0.45}_{-0.30}$	(f)
		35270	$1.2^{+0.4}_{-0.3}$	(f)

表 A.1: (Continued)

GRB	Filter	δt^1 (sec)	Flux ² (μJy)	Reference ³
130603B	<i>g</i>	23127	$2.6^{+1.7}_{-1.0}$	(f)
		23639	$2.5^{+1.0}_{-0.7}$	(f)
		24984	$2.6^{+0.9}_{-0.7}$	(f)
		25889	$2.1^{+0.7}_{-0.5}$	(f)
		26335	$1.5^{+0.7}_{-0.5}$	(f)
		26780	$1.0^{+0.6}_{-0.4}$	(f)
		27234	$1.4^{+0.6}_{-0.4}$	(f)
		27679	$1.6^{+0.4}_{-0.3}$	(f)
		28125	$1.3^{+0.5}_{-0.3}$	(f)
		29024	$1.4^{+0.5}_{-0.4}$	(f)
		29475	$1.5^{+0.5}_{-0.4}$	(f)
		31275	$1.2^{+0.4}_{-0.3}$	(f)
		31725	$1.1^{+0.4}_{-0.3}$	(f)
		32170	$0.99^{+0.33}_{-0.25}$	(f)
		32628	$1.1^{+0.4}_{-0.3}$	(f)
		33077	$1.4^{+0.3}_{-0.3}$	(f)
		34369	$0.60^{+0.41}_{-0.24}$	(f)
		34815	$0.77^{+0.25}_{-0.19}$	(f)
		35270	$1.0^{+0.3}_{-0.3}$	(f)
		35715	$0.75^{+0.37}_{-0.25}$	(f)
	<i>K</i>	52099	$13.7^{+1.5}_{-1.3}$	(g)
	<i>J</i>	53050	$9.3^{+1.3}_{-1.1}$	(g)
	<i>z</i>	21946	$25.4^{+1.4}_{-1.4}$	(g)
		51754	$6.1^{+0.2}_{-0.2}$	(g)
	<i>i</i>	23674	$16.4^{+0.9}_{-0.9}$	(g)
		52445	$4.2^{+0.1}_{-0.1}$	(g)
	<i>r</i>	21082	$12.6^{+0.2}_{-0.2}$	(g)
		25056	$11.0^{+0.2}_{-0.2}$	(g)
		53136	$2.7^{+0.1}_{-0.1}$	(g)
		138240	$0.21^{+0.07}_{-0.05}$	(g)
	<i>V</i>	24278	$8.3^{+0.8}_{-0.7}$	(g)
		28426	$9.4^{+0.2}_{-0.2}$	(g)
	<i>g</i>	25402	$6.3^{+0.4}_{-0.3}$	(g)
		53827	$1.5^{+0.1}_{-0.1}$	(g)
140903A	<i>i</i>	51840	$10.7^{+0.5}_{-0.5}$	(h)
		140832	$2.3^{+0.3}_{-0.3}$	(h)
	<i>r</i>	44064	$8.6^{+0.7}_{-0.6}$	(h)

表 A.1: (Continued)

GRB	Filter	δt^1 (sec)	Flux ² (μJy)	Reference ³
150423A	r	45792	$8.1^{+0.5}_{-0.4}$	(h)
		15300	$1.1^{+0.3}_{-0.2}$	(i)
		15300	$1.3^{+0.4}_{-0.3}$	(i)
		5655	$2.4^{+0.2}_{-0.2}$	(j)
150424A	R	9255	$1.6^{+0.2}_{-0.1}$	(j)
		57929	$14.7^{+2.8}_{-2.4}$	(k)
		62670	$11.8^{+2.3}_{-1.9}$	(k)
		67399	$10.2^{+2.4}_{-1.9}$	(k)
	z	57903	$11.1^{+0.6}_{-0.6}$	(k)
		62645	$10.0^{+0.5}_{-0.5}$	(k)
		67374	$9.0^{+0.5}_{-0.5}$	(k)
		156355	$3.3^{+0.4}_{-0.3}$	(k)
	i	57903	$9.5^{+0.5}_{-0.4}$	(k)
		62645	$9.6^{+0.4}_{-0.3}$	(k)
		67374	$8.5^{+0.4}_{-0.4}$	(k)
		156355	$2.2^{+0.3}_{-0.3}$	(k)
	r	57903	$8.7^{+0.2}_{-0.2}$	(k)
		62645	$8.3^{+0.2}_{-0.2}$	(k)
		67277	$6.9^{+0.2}_{-0.2}$	(k)
		156582	$2.1^{+0.1}_{-0.1}$	(k)
	g	323218	$0.98^{+0.22}_{-0.18}$	(k)
		57903	$7.2^{+0.3}_{-0.3}$	(k)
		62645	$6.3^{+0.2}_{-0.2}$	(k)
		67277	$5.8^{+0.2}_{-0.2}$	(k)
	H	156123	$1.7^{+0.2}_{-0.2}$	(k)
		3660	$15.8^{+7.1}_{-4.9}$	(l)
		3660	$19.1^{+3.9}_{-3.2}$	(l)
		3660	$13.2^{+1.3}_{-1.2}$	(l)
	i	3660	$13.2^{+1.3}_{-1.2}$	(l)
		1528	$5.2^{+2.3}_{-1.6}$	(m)
		3660	$11.0^{+1.1}_{-1.0}$	(l)
		3660	$10.0^{+1.0}_{-0.9}$	(l)

¹ Time since the trigger time (sec).² If not specified, the flux is not corrected for extinctions of our galaxy or the host one in the direction of the GRB.³ (a) Berger et al. (2005), (b) Malesani et al. (2007), (c) Soderberg et al. (2006), (d) Berger et al. (2009), (e) Fong et al. (2015) (f) Nicuesa Guelbenzu et al. (2012), (g) de Ugarte Postigo et al. (2014), (h) Troja et al. (2016), (i) Littlejohns et al. (2015), (j) Kann et al. (2015), (k) Knust et al. (2017), (l) Bolmer et al. (2017), (m) Troja et al. (2017)⁴ The fluxes are corrected for Galactic extinction in the direction of the GRB.

付録 B

表 B.1: Results of spectral analysis for all model fit

GRB	Model	$N_{\text{H}}^{\text{rest}}$ (10^{21} cm^{-2})	$A_{\text{V}}^{\text{rest}}$ (mag)	β_{X}	E_{bk} (eV)	$\chi^2/(dof)$	Null hypothesis probability
050724	MW/po	< 0.21	< 0.12	$-0.74^{+0.01}_{-0.01}$	—	40 (31)	0.121
	LMC/po	< 0.21	< 0.19	$-0.74^{+0.01}_{-0.01}$	—	40 (31)	0.121
	SMC/po	< 0.21	< 0.21	$-0.74^{+0.01}_{-0.01}$	—	40 (31)	0.121
	MW/bknpo	< 0.39	$0.52^{+0.15}_{-0.15}$	$-0.87^{+0.07}_{-0.06}$	5^{+12}_{-3}	37 (30)	0.183
	LMC/bknpo	< 0.39	$0.51^{+0.14}_{-0.15}$	$-0.87^{+0.07}_{-0.06}$	5^{+12}_{-3}	37 (30)	0.182
	SMC/bknpo	< 0.39	$0.51^{+0.15}_{-0.15}$	$-0.87^{+0.07}_{-0.06}$	5^{+12}_{-3}	37 (30)	0.180
051221A	MW/po	$0.56^{+0.31}_{-0.29}$	$0.81^{+0.37}_{-0.36}$	$-0.83^{+0.06}_{-0.06}$	—	44 (46)	0.544
	LMC/po	$0.55^{+0.31}_{-0.29}$	$0.78^{+0.35}_{-0.35}$	$-0.83^{+0.06}_{-0.06}$	—	44 (46)	0.540
	SMC/po	$0.51^{+0.30}_{-0.29}$	$0.72^{+0.34}_{-0.34}$	$-0.82^{+0.05}_{-0.05}$	—	45 (46)	0.522
	MW/bknpo	$1.00^{+0.40}_{-0.37}$	< 1.02	$-0.95^{+0.08}_{-0.08}$	68^{+153}_{-46}	38 (45)	0.743
	LMC/bknpo	$0.99^{+0.40}_{-0.23}$	< 0.98	$-0.95^{+0.09}_{-0.08}$	65^{+155}_{-53}	38 (45)	0.743
	SMC/bknpo	$0.98^{+0.41}_{-0.23}$	< 0.88	$-0.94^{+0.09}_{-0.08}$	64^{+157}_{-50}	38 (45)	0.743
070724A	MW/po	$4.03^{+0.73}_{-0.63}$	$1.89^{+0.31}_{-0.30}$	$-0.77^{+0.02}_{-0.02}$	—	23 (19)	0.226
	LMC/po	$4.02^{+0.73}_{-0.63}$	$1.85^{+0.31}_{-0.29}$	$-0.77^{+0.02}_{-0.02}$	—	23 (19)	0.227
	SMC/po	$4.00^{+0.73}_{-0.63}$	$1.92^{+0.33}_{-0.31}$	$-0.77^{+0.02}_{-0.02}$	—	23 (19)	0.229
	MW/bknpo	$4.54^{+1.20}_{-0.72}$	$2.55^{+0.33}_{-0.36}$	$-0.85^{+0.13}_{-0.05}$	2^{+14}_{-2}	23 (18)	0.199
	LMC/bknpo	$4.54^{+1.21}_{-0.71}$	$2.49^{+0.33}_{-0.36}$	$-0.85^{+0.13}_{-0.05}$	2^{+15}_{-2}	23 (18)	0.199
	SMC/bknpo	$4.51^{+1.26}_{-0.70}$	$2.58^{+0.33}_{-0.39}$	$-0.84^{+0.14}_{-0.08}$	2^{+17}_{-2}	23 (18)	0.196
090510	MW/po	$1.53^{+0.28}_{-0.26}$	$0.07^{+0.07}_{-0.07}$	$-0.84^{+0.02}_{-0.02}$	—	107 (85)	0.051
	LMC/po	$1.53^{+0.28}_{-0.26}$	< 0.19	$-0.84^{+0.02}_{-0.02}$	—	108 (85)	0.049
	SMC/po	$1.53^{+0.28}_{-0.26}$	< 0.18	$-0.84^{+0.02}_{-0.02}$	—	108 (85)	0.050
	MW/bknpo	$1.53^{+0.28}_{-0.26}$	$0.07^{+0.07}_{-0.07}$	$-0.84^{+0.02}_{-0.02}$	*	107 (84)	0.043
	LMC/bknpo	$1.53^{+0.28}_{-0.26}$	< 0.19	$-0.84^{+0.02}_{-0.02}$	*	108 (84)	0.042
	SMC/bknpo	$1.53^{+0.28}_{-0.26}$	< 0.18	$-0.84^{+0.02}_{-0.02}$	*	108 (84)	0.043
130603B	MW/po	$2.43^{+0.24}_{-0.22}$	$0.79^{+0.05}_{-0.05}$	$-0.83^{+0.01}_{-0.01}$	—	58 (50)	0.206
	LMC/po	$2.42^{+0.24}_{-0.22}$	$0.76^{+0.05}_{-0.05}$	$-0.82^{+0.01}_{-0.01}$	—	57 (50)	0.218
	SMC/po	$2.39^{+0.24}_{-0.22}$	$0.72^{+0.05}_{-0.05}$	$-0.82^{+0.01}_{-0.01}$	—	56 (50)	0.253

表 B.1: continued

GRB	Model	$N_{\text{H}}^{\text{rest}}$ (10^{21} cm^{-2})	$A_{\text{V}}^{\text{rest}}$ (mag)	β_{X}	E_{bk} (eV)	$\chi^2/(dof)$	Null hypothesis probability
140903A	MW/bknpo	$2.99^{+0.30}_{-0.36}$	$1.14^{+0.10}_{-0.10}$	$-0.98^{+0.08}_{-0.07}$	8^{+19}_{-6}	48 (49)	0.498
	LMC/bknpo	$3.01^{+0.38}_{-0.36}$	$1.09^{+0.09}_{-0.09}$	$-0.98^{+0.08}_{-0.07}$	8^{+21}_{-6}	48 (49)	0.505
	SMC/bknpo	$3.10^{+0.42}_{-0.20}$	$0.99^{+0.09}_{-0.09}$	$-1.00^{+0.08}_{-0.07}$	15^{+38}_{-11}	49 (49)	0.477
	MW/po	$1.53^{+0.31}_{-0.28}$	$0.79^{+0.23}_{-0.24}$	$-0.80^{+0.03}_{-0.03}$	—	49 (39)	0.128
	LMC/po	$1.53^{+0.31}_{-0.28}$	$0.76^{+0.22}_{-0.23}$	$-0.80^{+0.03}_{-0.03}$	—	49 (39)	0.130
	SMC/po	$1.51^{+0.30}_{-0.27}$	$0.74^{+0.21}_{-0.22}$	$-0.79^{+0.03}_{-0.03}$	—	49 (39)	0.139
	MW/bknpo	$1.53^{+0.31}_{-0.28}$	$0.79^{+0.23}_{-0.24}$	$-0.80^{+0.03}_{-0.03}$	*	49 (38)	0.106
	LMC/bknpo	$1.53^{+0.31}_{-0.28}$	$0.76^{+0.22}_{-0.23}$	$-0.80^{+0.03}_{-0.03}$	*	49 (38)	0.108
	SMC/bknpo	$1.51^{+0.30}_{-0.27}$	$0.74^{+0.21}_{-0.21}$	$-0.79^{+0.03}_{-0.03}$	*	49 (38)	0.116
150423A	MW/po	$1.59^{+1.50}_{-1.17}$	< 0.55	$-0.76^{+0.03}_{-0.03}$	—	6 (7)	0.536
	LMC/po	$1.59^{+1.50}_{-1.17}$	< 0.57	$-0.76^{+0.03}_{-0.03}$	—	6 (7)	0.536
	SMC/po	$1.59^{+1.50}_{-1.17}$	< 0.56	$-0.76^{+0.03}_{-0.03}$	—	6 (7)	0.536
	MW/bknpo	$1.59^{+1.50}_{-1.17}$	< 0.55	$-0.76^{+0.03}_{-0.03}$	*	6 (6)	0.419
	LMC/bknpo	$1.59^{+1.50}_{-1.17}$	< 0.57	$-0.76^{+0.50}_{-0.50}$	*	6 (6)	0.419
	SMC/bknpo	$1.59^{+1.50}_{-1.17}$	< 0.56	$-0.76^{+0.03}_{-0.03}$	*	6 (6)	0.419
150424A	MW/po	< 0.09	< 0.03	$-0.76^{+0.01}_{-0.01}$	—	89 (47)	2.66e-02
	LMC/po	< 0.09	< 0.03	$-0.76^{+0.01}_{-0.01}$	—	89 (47)	2.66e-02
	SMC/po	< 0.09	< 0.03	$-0.76^{+0.01}_{-0.01}$	—	89 (47)	2.66e-02
	MW/bknpo	$0.32^{+0.23}_{-0.22}$	< 0.15	$-1.01^{+0.06}_{-0.06}$	59^{+82}_{-34}	66 (46)	0.027
	LMC/bknpo	$0.32^{+0.23}_{-0.22}$	< 0.16	$-1.01^{+0.06}_{-0.06}$	59^{+82}_{-34}	66 (46)	0.027
	SMC/bknpo	$0.32^{+0.23}_{-0.22}$	< 0.15	$-1.01^{+0.06}_{-0.06}$	59^{+82}_{-34}	66 (46)	0.027
170428A	MW/po	< 2.55	< 0.09	$-0.73^{+0.03}_{-0.02}$	—	8 (7)	0.344
	LMC/po	< 2.55	< 0.06	$-0.73^{+0.03}_{-0.02}$	—	8 (7)	0.344
	SMC/po	< 2.55	< 0.06	$-0.73^{+0.03}_{-0.02}$	—	8 (7)	0.344
	MW/bknpo	< 3.72	< 0.28	$-0.92^{+0.16}_{-0.17}$	26^{+238}_{-23}	2 (6)	0.870
	LMC/bknpo	< 3.72	< 0.22	$-0.91^{+0.17}_{-0.15}$	20^{+247}_{-18}	3 (6)	0.869
	SMC/bknpo	< 3.72	< 0.21	$-0.92^{+0.16}_{-0.17}$	26^{+238}_{-23}	2 (6)	0.870

* Break energy are restricted by the lower limit we set.

参考文献

- Abbott, B. P., Abbott, R., Abbott, T. D., et al. 2017, *Phys. Rev. Lett.*, 119, 161101
- Ackermann, M., Ajello, M., Asano, K., et al. 2011, *ApJ*, 729, 114
- Arimoto, M., Kawai, N., Asano, K., et al. 2010, *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 62, 487
- Band, D., Matteson, J., Ford, L., et al. 1993, *ApJ*, 413, 281
- Barnes, J., & Kasen, D. 2013, *ApJ*, 775, 18
- Barthelmy, S. D., Barbier, L. M., Cummings, J. R., et al. 2005, *Space Sci. Rev.*, 120, 143
- Barthelmy, S. D., Baumgartner, W. H., Cummings, J. R., et al. 2013, *GRB Coordinates Network*, 14470, 1
- Berger, E., Cenko, S. B., Fox, D. B., & Cucchiara, A. 2009, *ApJ*, 704, 877
- Berger, E., Fong, W., & Chornock, R. 2013, *ApJ*, 774, L23
- Berger, E., Price, P. A., Cenko, S. B., et al. 2005, *Nature*, 438, 988
- Bloom, J. S., Kulkarni, S. R., & Djorgovski, S. G. 2002, *AJ*, 123, 1111
- Boella, G., Butler, R. C., Perola, G. C., et al. 1997, *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 122, 299
- Bolmer, J., Steinle, H., & Schady, P. 2017, *GRB Coordinates Network*, 21050, 1
- Briggs, M. S., Band, D. L., Kippen, R. M., et al. 1999, *ApJ*, 524, 82
- Burrows, D. N., Hill, J. E., Nousek, J. A., et al. 2005, *Space Sci. Rev.*, 120, 165
- Cano, Z., Wang, S.-Q., Dai, Z.-G., & Wu, X.-F. 2017, *Advances in Astronomy*, 2017, 8929054
- Carson, J. 2007, *Journal of Physics: Conference Series*, 60, 115
- Costa, E., Frontera, F., Heise, J., et al. 1997, *Nature*, 387, 783
- Covino, S., Melandri, A., Salvaterra, R., et al. 2013, *MNRAS*, 432, 1231
- Cucchiara, A., Levan, A. J., Fox, D. B., et al. 2011, *ApJ*, 736, 7
- de Ugarte Postigo, A., Thöne, C. C., Rowlinson, A., et al. 2014, *A&A*, 563, A62
- Della Valle, M., Chincarini, G., Panagia, N., et al. 2006, *Nature*, 444, 1050
- Drago, A., & Pagliara, G. 2007, *ApJ*, 665, 1227
- Eichler, D., Livio, M., Piran, T., & Schramm, D. N. 1989, *Nature*, 340, 126
- Fenimore, E. E., & Ramirez-Ruiz, E. 2000, *arXiv e-prints*, astro
- Fong, W., & Berger, E. 2013, *ApJ*, 776, 18
- Fong, W., Berger, E., Margutti, R., & Zauderer, B. A. 2015, *ApJ*, 815, 102
- Fong, W., Berger, E., Chornock, R., et al. 2013, *ApJ*, 769, 56
- Frail, D. A., Berger, E., Galama, T., et al. 2000, *ApJ*, 538, L129

- Fruchter, A. S., Levan, A. J., Strolger, L., et al. 2006, *Nature*, 441, 463
- Galama, T. J., & Wijers, R. A. M. J. 2001, *ApJ*, 549, L209
- Galama, T. J., Vreeswijk, P. M., van Paradijs, J., et al. 1998, *Nature*, 395, 670
- Gehrels, N., Chincarini, G., Giommi, P., et al. 2004, *ApJ*, 611, 1005
- Ghirlanda, G., Pescalli, A., & Ghisellini, G. 2013, *MNRAS*, 432, 3237
- Goldstein, A., Veres, P., Burns, E., et al. 2017, *ApJ*, 848, L14
- Granot, J., & Sari, R. 2002, *ApJ*, 568, 820
- Guidorzi, C., Dichiara, S., & Amati, L. 2016, *A&A*, 589, A98
- Guidorzi, C., Frontera, F., Montanari, E., et al. 2005, *MNRAS*, 363, 315
- Hakkila, J., Giblin, T. W., Norris, J. P., Fragile, P. C., & Bonnell, J. T. 2008, *ApJ*, 677, L81
- Harrison, F. A., Bloom, J. S., Frail, D. A., et al. 1999, *ApJ*, 523, L121
- Hjorth, J., & Bloom, J. S. 2012, *CAS*, 51, 169
- Hjorth, J., Sollerman, J., Møller, P., et al. 2003, *Nature*, 423, 847
- Ioka, K., & Nakamura, T. 2001, *ApJ*, 554, L163
- Ito, H., Matsumoto, J., Nagataki, S., Warren, D. C., & Barkov, M. V. 2015, *ApJ*, 814, L29
- Kagawa, Y., Yonetoku, D., Kisaka, S., et al. 2019, *ApJ*, in prep.
- Kagawa, Y., Yonetoku, D., Sawano, T., et al. 2015, *ApJ*, 811, 4
- Kann, D. A., Kruehler, T., Klose, S., & Greiner, J. 2015, *GRB Coordinates Network*, 17738, 1
- Kawaguchi, K., Shibata, M., & Tanaka, M. 2018, *ApJ*, 865, L21
- Kisaka, S., Ioka, K., & Sakamoto, T. 2017, *ApJ*, 846, 142
- Klebesadel, R. W., Strong, I. B., & Olson, R. A. 1973, *ApJ*, 182, L85
- Knust, F., Greiner, J., van Eerten, H. J., et al. 2017, *A&A*, 607, A84
- Kobayashi, S., Piran, T., & Sari, R. 1997, *ApJ*, 490, 92
- Lazzati, D. 2016, *ApJ*, 829, 76
- Lazzati, D., & Begelman, M. C. 2010, *ApJ*, 725, 1137
- Lazzati, D., Morsony, B. J., & Begelman, M. C. 2009, *ApJ*, 700, L47
- Lazzati, D., Morsony, B. J., Margutti, R., & Begelman, M. C. 2013, *ApJ*, 765, 103
- Levan, A. J., Lyman, J. D., Tanvir, N. R., et al. 2017, *ApJ*, 848, L28
- Li, H., & Fenimore, E. E. 1996, *ApJ*, 469, L115
- Li, L.-X., & Paczyński, B. 1998, *ApJ*, 507, L59
- Littlejohns, O., Butler, N., Watson, A. M., et al. 2015, *GRB Coordinates Network*, 17736, 1
- López-Cámara, D., Lazzati, D., & Morsony, B. J. 2016, *ApJ*, 826, 180
- López-Cámara, D., Morsony, B. J., & Lazzati, D. 2014, *MNRAS*, 442, 2202
- Lu, R. J., Qin, Y. P., Zhang, Z. B., & Yi, T. F. 2006, *MNRAS*, 367, 275
- Lyman, J. D., Levan, A. J., Tanvir, N. R., et al. 2017, *MNRAS*, 467, 1795
- MacFadyen, A. I., & Woosley, S. E. 1999, *ApJ*, 524, 262
- Malesani, D., Covino, S., D’Avanzo, P., et al. 2007, *A&A*, 473, 77
- Margutti, R., Guidorzi, C., Chincarini, G., et al. 2008, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 1065, American Institute of Physics Conference Series, ed. Y.-F. Huang, Z.-G. Dai, & B. Zhang, 259–262
- Metzger, B. D., Martínez-Pinedo, G., Darbha, S., et al. 2010, *MNRAS*, 406, 2650

- Metzger, M. R., Djorgovski, S. G., Kulkarni, S. R., et al. 1997, *Nature*, 387, 878
- Mizuta, A., Nagataki, S., & Aoi, J. 2011, *ApJ*, 732, 26
- Morselli, A. 2008, *Journal of Physics: Conference Series*, 110, 062017
- Morsony, B. J., Lazzati, D., & Begelman, M. C. 2010, *ApJ*, 723, 267
- Nagakura, H., Ito, H., Kiuchi, K., & Yamada, S. 2011, *ApJ*, 731, 80
- Nakar, E., & Piran, T. 2002a, *MNRAS*, 330, 920
- . 2002b, *MNRAS*, 331, 40
- Narayan, R., Paczynski, B., & Piran, T. 1992, *ApJ*, 395, L83
- Nicuesa Guelbenzu, A., Klose, S., Krühler, T., et al. 2012, *A&A*, 538, L7
- Norris, J. P., & Bonnell, J. T. 2006, *ApJ*, 643, 266
- Norris, J. P., Marani, G. F., & Bonnell, J. T. 2000, *ApJ*, 534, 248
- Pei, Y. C. 1992, *ApJ*, 395, 130
- Piran, T. 1999, *Phys. Rep.*, 314, 575
- Pooley, D., Kumar, P., Wheeler, J. C., & Grossan, B. 2018, *ApJ*, 859, L23
- Quilligan, F., McBreen, B., Hanlon, L., et al. 2002, *A&A*, 385, 377
- Ramirez-Ruiz, E., Merloni, A., & Rees, M. J. 2001, *MNRAS*, 324, 1147
- Rees, M. J., & Meszaros, P. 1992, *MNRAS*, 258, 41
- Reichart, D. E., Lamb, D. Q., Fenimore, E. E., et al. 2001, *ApJ*, 552, 57
- Rizzuto, D., Guidorzi, C., Romano, P., et al. 2007, *MNRAS*, 379, 619
- Roming, P. W. A., Kennedy, T. E., Mason, K. O., et al. 2005, *Space Sci. Rev.*, 120, 95
- Rosswog, S., Liebendörfer, M., Thielemann, F. K., et al. 1999, *A&A*, 341, 499
- Rybicki, G. B., & Lightman, A. P. 1979, *Radiative Processes in Astrophysics*, ,
- Ryde, F., Axelsson, M., Zhang, B. B., et al. 2010, *ApJ*, 709, L172
- Sakamoto, T., Barthelmy, S. D., Baumgartner, W. H., et al. 2011, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 195, 2
- Sari, R., Piran, T., & Narayan, R. 1998, *ApJ*, 497, L17
- Savaglio, S., Fall, S. M., & Fiore, F. 2003, *ApJ*, 585, 638
- Savchenko, V., Ferrigno, C., Kuulkers, E., et al. 2017, *ApJ*, 848, L15
- Schady, P., Mason, K. O., Page, M. J., et al. 2007, *MNRAS*, 377, 273
- Schady, P., Page, M. J., Oates, S. R., et al. 2010, *MNRAS*, 401, 2773
- Schlaafly, E. F., & Finkbeiner, D. P. 2011, *ApJ*, 737, 103
- Schlegel, D. J., Finkbeiner, D. P., & Davis, M. 1998, *ApJ*, 500, 525
- Soderberg, A. M., Berger, E., Kasliwal, M., et al. 2006, *ApJ*, 650, 261
- Stanek, K. Z., Garnavich, P. M., Kaluzny, J., Pych, W., & Thompson, I. 1999, *ApJ*, 522, L39
- Starling, R. L. C., Willingale, R., Tanvir, N. R., et al. 2013, *MNRAS*, 431, 3159
- Tanaka, M., & Hotokezaka, K. 2013, *ApJ*, 775, 113
- Tanaka, M., Kato, D., Gaigalas, G., et al. 2018, *ApJ*, 852, 109
- Tanvir, N. R., Levan, A. J., Fruchter, A. S., et al. 2013, *Nature*, 500, 547
- Tanvir, N. R., Fox, D. B., Levan, A. J., et al. 2009, *Nature*, 461, 1254
- Troja, E., Sakamoto, T., Cenko, S. B., et al. 2016, *ApJ*, 827, 102
- Troja, E., Butler, N., Watson, A. M., et al. 2017, *GRB Coordinates Network*, 21051, 1

- van Paradijs, J., Groot, P. J., Galama, T., et al. 1997, *Nature*, 386, 686
- Villar, V. A., Guillochon, J., Berger, E., et al. 2017, *ApJ*, 851, L21
- Watson, D., Zafar, T., Andersen, A. C., et al. 2013, *ApJ*, 768, 23
- Waxman, E., & Draine, B. T. 2000, *ApJ*, 537, 796
- Welty, D. E., Xue, R., & Wong, T. 2012, *ApJ*, 745, 173
- Willingale, R., Starling, R. L. C., Beardmore, A. P., Tanvir, N. R., & O'Brien, P. T. 2013, *MNRAS*, 431, 394
- Yonetoku, D., Mihara, T., Sawano, T., et al. 2014, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 9144, *Space Telescopes and Instrumentation 2014: Ultraviolet to Gamma Ray*, 91442S
- Yoshida, K., Yonetoku, D., Makoto, A., Sawano, T., & Kagawa, Y. 2019, *PASJ*, in prep.
- Yoshida, K., Yonetoku, D., Sawano, T., et al. 2017, *ApJ*, 849, 64